

RESONANZSTREUUNG VON ELEKTRONEN AN QUECKSILBER-ATOMEN

Stephan Schön

Mainz 1976

RESONANZSTREUUNG VON ELEKTRONEN AN QUECKSILBER - ATOMEN

D i s s e r t a t i o n

zur Erlangung des Grades

„ D o k t o r

d e r N a t u r w i s s e n s c h a f t "

am Fachbereich Physik

der Johannes - Gutenberg - Universität

in Mainz

Stephan Schön

geboren in Dresden

Mainz 1976.



Dekan	: Prof. Dr. D. Drechsel
1. Berichterstatter	: Prof. Dr. E. Reichert
2. Berichterstatter	: Prof. Dr. G. Gräff
Mündliche Prüfung	: 14. Mai 1976

Inhalt:

1.) Einleitung	1
2.) Resonanzen und Compound-Zustände in der Elektron- Atom-Streuung	3
a.) Bildung und Zerfall negativer Ionen	3
b.) Formale Beschreibung der elastischen Reso- nanzstreuung	7
c.) Auswertung von elastischen Resonanzstreuex- perimenten	11
3.) Elektron-Quecksilber-Resonanzstreuung	13
a.) Mögliche Bindungszustände des Hg^- -Ions	13
b.) Bisheriger Stand der Untersuchungen	17
4.) Experimenteller Aufbau	22
5.) Betrieb der Apparatur	27
a.) Inbetriebnahme der Anlage	27
b.) Vorbereitung der Messungen	27
6.) Durchführung der Messungen und Ergebnisse	30
a.) Eichung der Energieskala	30
b.) Messungen energieabhängiger elastischer Streuströme	32
7.) Kritische Parameter der Messungen	36
a.) Energieskala	36
b.) Energieprofil des Elektronenstrahls	36
c.) Winkelprofil der Streuanordnung	37
d.) Energieabhängigkeit der elektronenopti- schen Transmissionswahrscheinlichkeit	38

8.) Interpretationen der Meßergebnisse mit Hilfe von Modellrechnungen	39
a.) Darstellung des Modells, Näherungen	39
b.) Durchführung der Rechnungen	41
c.) Ergebnisse	44
d.) Diskussion	52
9.) Ausblick auf weitere Arbeiten zur Elektron-Quecksilber-Resonanzstreuung	54
10.) Zusammenfassung	55
11.) Literaturverzeichnis	56
Anhang A.) Schwellenanomalien differentieller elastischer Wirkungsquerschnitte, speziell an der Schwelle der $\text{Hg-}^3\text{P}_0$ -Anregung bei 4,67 eV	57
Anhang B.) Einige Aspekte der unelastischen Elektron-Quecksilber-Resonanzstreuung	61

1.) Einleitung:

Energetisch eng begrenzte Strukturen auf Wirkungsquerschnitten, die ansonsten nur schwach von der Energie abhängen, sogenannte Resonanzeffekte, werden in der niederenergetischen Elektron-Atom- und -Molekül-Streuung seit etwa zwölf Jahren untersucht. Man verknüpft solche Phänomene mit der Vorstellung, daß das anfliegende Elektron kurzzeitig im Potential des Targetsystems eingefangen wird und dann - nach etwa 10^{-15} bis 10^{-12} sec - den Atomverband wieder verläßt. Die Interferenz solcher Autoionisationselektronen mit direkt gestreuten Elektronen, deren Durchflugszeit durch das Potential bei etwa 10^{-16} sec liegt, gibt Anlaß zu den erwähnten Strukturen. Die energetische Breite der beobachteten Profile läßt über die Unschärferelation Rückschlüsse auf die Lebensdauer des sogenannten Compound-Zustands zu. Außerdem kann eine Untersuchung resonanter differentieller Wirkungsquerschnitte über den gesamten Streuwinkelbereich Hinweise auf Gesamtdrehimpuls und Parität der Resonanzzustände geben, so daß durch solche Experimente zumindest Ausschnitte des Termschemas des negativen Ions, bestehend aus Targetsystem und dem zusätzlichen Elektron, ermittelt werden können. Eine Übersicht über die Entwicklung dieses Arbeitsgebiets gibt Schulz (1973).

Resonanzen in der niederenergetischen Elektron-Quecksilber-Streuung sind seit 1965 in einer Reihe von experimentellen Arbeiten untersucht worden. Erstmals beobachteten Kuyatt und Mitarbeiter (1965) in einem Transmissionsexperiment dreizehn Resonanzstrukturen, die zum Teil von Zapesochnyi und Shpenik (1966) in den Anregungsquerschnitten einiger Quecksilber-Linien wiedergefunden wurden. In der Mainzer Arbeitsgruppe "Atomare Stoßprozesse" wurden differentielle Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung im Energiebereich zwischen 4,0 und 6,0 eV gemessen (Düweke und Mitarbeiter 1973 und Finger 1974). In einem weiterentwickelten Transmissions-Experiment konnten Burrow und Michejda (1975) für den gleichen Energiebereich den Verlauf der Ableitung des totalen Wirkungsquerschnitts nach der Energie angeben und außerdem unterhalb von 1,0 eV eine

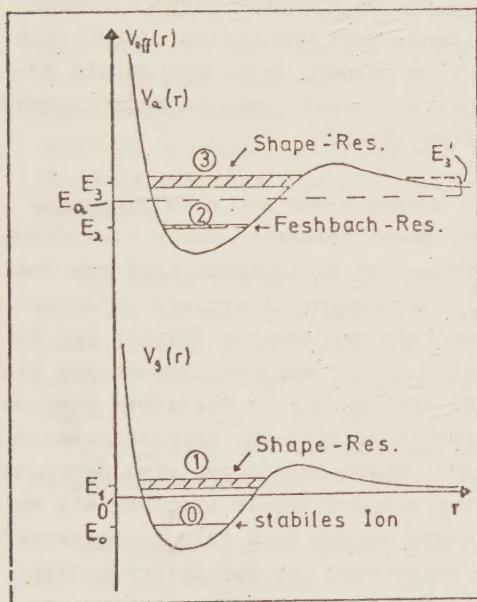
breite Resonanz nachweisen, die sich bisher nur in den Schwarmexperiment-Daten von Rockwood (1973) angedeutet hatte. Ottley und Kleinpoppen (1975) bestimmten die Photonenpolarisation nach resonanter Elektronenstoßanregung von der Schwelle (4,89 eV) bis etwa 9 eV, und wiederum Düweke und Mitarbeiter (1976) untersuchten die Elektronen-Spinpolarisation nach elastischer Resonanzstreuung für einen festen Streuwinkel. Trotz der Fülle des vorliegenden experimentellen Materials kann bis heute noch keine widerspruchsfreie Deutung der beobachteten Phänomene gegeben werden. Lediglich die Resonanz unterhalb 1,0 eV - wahrscheinlich der (instabile) Grundzustand des Hg^- -Ions - findet sich in ab-initio-Rechnungen von Walker (1975a) wieder, jedoch noch mit einer falschen Resonanzenergie. Erhebliche Schwierigkeiten bereitet bisher noch die Interpretation der Resonanzstrukturen im Energiebereich 4,0 bis 6,0 eV, die man allgemein Resonanzzuständen des Hg^- -Ions mit der Elektronenkonfiguration $(6s6p^2)$ zuordnet.

Ziel der hier vorgelegten Arbeit sollte es sein, differentielle Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung bei genügend guter Energieauflösung zu messen, damit die Resonanzen zwischen 4,0 und 6,0 eV sauber getrennt untersucht werden können. Ferner sollten zur Interpretation der Meßergebnisse die neuesten elastischen Streuphasensätze von Walker (1975b) herangezogen werden, um durch Modellrechnungen mit diesen Daten verlässliche Hinweise auf die wesentlichen Parameter der Resonanzzustände wie Gesamtdrehimpuls und natürliche Halbwertsbreite zu erhalten.

2.) Resonanzen und Compound-Zustände in der Elektron-Atom-Streuung

a) Bildung und Zerfall negativer Ionen

Resonante Streuvorgänge sollen hier an einem einfachen Modell erläutert werden, das zum Teil auf klassischen Überlegungen aus der Mechanik beruht. In Figur 1 sind gegen den Kernabstand des stoßenden Elek-



Figur 1

trons die effektiven Radialpotentiale aufgetragen, denen das Elektron ausgesetzt ist, wenn es sich in der Nähe des Atoms im Grundzustand

($V_{eff}(r) = V_g(r)$) oder im angeregten Zustand

($V_{eff}(r) = V_a(r)$) aufhält.

Als effektives Potential wird hier die Überlagerung des statischen Potentials der atomaren Ladungsverteilung, des durch das Streuelektron induzierten Störpotentials (Polarisationswechselwirkung) und des Zentrifugalpotentials

angesehen. Man versucht also in diesem Modell, das tatsächlich vorliegende Vielteilchenproblem zu einem Quasi-Einteilchenproblem zu vereinfachen und den Stoßvorgang durch lokale Wechselwirkungen zu beschreiben. In einer konsequenten theoretischen Darstellung spielen allerdings gerade nichtlokale Effekte wie Austauschvorgänge und die Polarisationswechselwirkung, die ja von der virtuellen Anregung höherer atomarer Niveaus herrührt, eine große Rolle, so daß in jedem Fall das hier besprochene

Modell nur als Basis für eine mehr anschauliche Beschreibung angesehen werden kann, die jedoch schon häufig Hinweise für das Verständnis von Resonanzphänomenen gegeben hat (Taylor 1970).

In vielen Fällen (z.B. Wasserstoff, Alkalien) ist das Minimum des Grundzustandspotentials $V_g(r)$ so tief, daß ein zusätzliches Elektron stabil, d.h. mit einer Bindungsenergie $E_0 < 0$, gebunden werden kann. Solche Zustände (Typ 0) können aber wegen der Energieerhaltung nicht unmittelbar durch Elektronenstoß besetzt werden. Ihre Bildung erfordert andere Mechanismen wie etwa Ladungsaustauschreaktionen in Gasentladungen (Patterson und Mitarbeiter 1974).

Es ist aber möglich, daß oberhalb von $E=0$ noch Bindungszustände (Typ 1) existieren, deren Besetzung durch Elektronenstoß nunmehr möglich ist, indem das einlaufende Elektron (mit der kinetischen Energie E_1) die Potentialbarriere durchtunnelt und nach einer gewissen Zeit den inneren Bereich des Potentials auf die gleiche Weise wieder verläßt. Resonanzen dieser Art ("Shape"-Resonanzen) erfordern eine bestimmte Form des Potentials, die ohne Mitberücksichtigung der Zentrifugalbarriere nicht erreicht werden kann. Shape-Resonanzen sind daher nur mit Elektronen möglich, deren Bahndrehimpuls l größer als Null ist. Resonanzen am Grundzustand werden auch "single-particle"-Resonanzen genannt, da die Anlagerung des zusätzlichen Elektrons im Potential nur eines Teilchens, des Targetatoms, erfolgt, das sich während des resonanten Stoßvorgangs nicht irgendwelchen Umordnungsprozessen unterziehen muß.

Solche Vorgänge sind nötig, wenn Bindungszustände im Potential des angeregten Atoms erzeugt werden sollten, die dann als "core-excited"-Resonanzen bezeichnet werden. Wenn im Potential $V_a(r)$ ein echter Bindungszustand (Typ 2) existiert, so kann dieser durch ein Elektron der richtigen Energie E_2 eingenommen werden. Da sowohl Bildung als auch Zerfall dieser sogenannten "Feshbach"-Resonanzen nur durch innere Zustands-

Änderungen des Targetsystems erfolgen können, haben solche Compound-Zustände eine allgemein größere Lebensdauer und damit kleinere Linienbreite als jene, deren Zerfall durch Tunneleffekt möglich ist - "Barrieren sind weniger bindungswirksam als echte Bindung" (Taylor 1970).

Auch im Potential angeregter Atome sind Shape-Resonanzen (Typ 3) energetisch oberhalb des betreffenden Vakuumpotentials E_a - etwa mit der Energie E_3 - möglich, die als Zerfallsmodus nach dem eben Gesagten das Durchtunneln der Barriere mit einer kinetischen Energie E_3' bevorzugen. Solche Vorgänge sind wesentlich verantwortlich für das Verhalten unelastischer Wirkungsquerschnitte dicht oberhalb der Schwelle des betreffenden Prozesses.

Für beide Zerfallsarten können nun Lebensdauern τ_{el} (Zerfall in den elastischen Kanal) und τ_{unel} (Zerfall in den unelastischen Kanal) definiert werden. Die zugehörigen "partiellen" Zerfallsbreiten addieren sich zur totalen Breite $\Gamma_{tot} = \Gamma_{el} + \Gamma_{unel}$. Das elastische Verzweungsverhältnis Γ_{el}/Γ_{tot} gibt an, mit welchem Anteil die Resonanz in die Ursprungskomponenten des Compound-Zustands zerfällt.

Aus dieser qualitativen Diskussion von Resonanzstreuungseffekten sollte man festhalten, daß instabile Bindungszustände von negativen Ionen meist dicht bei Schwellenenergien für bestimmte Anregungsprozesse liegen. Somit besteht eine enge Verwandtschaft zwischen dem negativen Ion und seinem neutralen "Eltern"-Zustand. Experimentell beobachtete Resonanzen haben meist einen Energieabstand zwischen 0 und etwa 0,5 eV zur Anregungsschwelle ihres "Eltern"-Zustands. Es liegt daher nahe, bei der Beurteilung von Resonanzphänomenen auch spektroskopische Daten des neutralen Atoms heranzuziehen.

In der Praxis sind hierbei allerdings Komplikationen meist dadurch unvermeidlich, daß im Bereich von Resonanzenergien die Schwellen für mehrere angeregte Niveaus des Targetatoms liegen und somit eine einfache Zuordnung wie im bisher be-

sprochene Zwei-Zustands-Modell nicht mehr möglich ist. Auch die Bezeichnung Shape- oder Feshbach-Resonanz wird dann fragwürdig, zumal in verschiedenen Fällen Resonanz- und Schwellenenergien nahezu zusammenfallen oder nur durch Energiebeträge in der Größenordnung der natürlichen Linienbreiten getrennt sind. Trotz dieser Schwierigkeiten ist es aber meist sinnvoll, die Interpretation experimenteller Resonanzstreudaten zunächst an ein Zwei-Zustands-Modell anzulehnen. Im Fall der in dieser Arbeit untersuchten Quecksilber-Resonanzen kommen als Eltern-Zustände eine Reihe von Termen aus einer Familie mit gleicher Elektronenkonfiguration in Frage, so daß der späteren Diskussion das Zwei-Zustands-Modell abgewandelt noch zugrundegelegt werden kann.

b) Formale Beschreibung der elastischen Resonanz-
streuung

Im folgenden Abschnitt soll angegeben werden, wie sich die Bildung negativer Ionen in elastischen differentiellen Wirkungsquerschnitten, Spinpolarisationen und totalen Wirkungsquerschnitten bemerkbar macht. Die Beschreibung wird sich beschränken auf Stoßprozesse zwischen Elektronen und Targetatomen mit einem 1S_0 -Grundzustand (wie beispielsweise Edelgas- und Quecksilberatomen).

Elastische Stöße zwischen solchen Stoßpartnern lassen sich beschreiben durch zwei Streuamplituden f und g - beide sind Funktionen von Streuwinkel und -energie -, die als Amplituden für direkte Streuung und Spin-Flip-Streuung bezeichnet werden (eine ausführliche Erörterung dazu gibt beispielsweise Reichert 1965). Mit diesen Streuamplituden ist ein elastisches Stoßexperiment vollständig festgelegt. So lassen sich aus ihnen differentielle Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma(\theta)}{d\omega}$ und Spinpolarisationen $P(\theta)$ der gestreuten Elektronen angeben:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\omega} = |f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2, \quad (1)$$

$$P(\theta) = \frac{2 \operatorname{Re}(f^*(\theta) g(\theta))}{|f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2} \quad (2)$$

Die Partialwellenentwicklung der Streuamplituden ist

$$\begin{aligned} f(\theta) &= \frac{1}{2ik} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left\{ (\ell+1) (S_{\ell}^{\ell+1/2} - 1) + \ell (S_{\ell}^{\ell-1/2} - 1) \right\} P_{\ell}(\cos \theta) \\ &= \frac{1}{2ik} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{j=\ell-1/2}^{\ell+1/2} (j+1/2) (S_{\ell}^j - 1) P_{\ell}(\cos \theta) \end{aligned} \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} \text{und } g(\theta) &= \frac{1}{2k} \sum_{\ell=1}^{\infty} (S_{\ell}^{\ell+1/2} - S_{\ell}^{\ell-1/2}) P_{\ell}^1(\cos \theta) \\ &= \frac{1}{k} \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{j=\ell-1/2}^{\ell+1/2} (j-\ell) S_{\ell}^j P_{\ell}^1(\cos \theta) \end{aligned} \quad (3b)$$

In diesen Gleichungen sind

$K = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$	die Wellenzahl des Streuelektrons,
l, j	Bahn- und Gesamtdrehimpulsquantenzahlen der Partialwellen,
$P_l(\cos\theta)$	die Legendre-Polynome,
$P_l^j(\cos\theta)$	die 1. zugeordneten Legendre-Polynome und
S_e^j	die elastischen S-Matrixelemente der einzelnen Partialwellen.

Die vollständige S-Matrix enthält alle Informationen über den Stoßprozeß bei einer bestimmten Energie. Die hier verwendeten S_e^j sind Wahrscheinlichkeitsamplituden für elastische Stöße in den Partialwellen mit den Quantenzahlen l und j . Sie müssen im Energiebereich rein elastischer Streuung vom Betrag 1 sein und lassen sich dann durch die reellen Streuphasen δ_e^j darstellen:

$$S_e^j = e^{2i\delta_e^j} \quad (4)$$

Falls unelastische Stöße energetisch erlaubt sind, gilt

$|S_e^j| \leq 1$, und analog zu Gleichung (4) kann geschrieben werden:

$$S_e^j = e^{2i(\delta_e^j + i\gamma_e^j)} = e^{-2\gamma_e^j} e^{2i\delta_e^j} \quad \text{mit } \gamma_e^j \geq 0. \quad (5)$$

Bei bekannten S_e^j lassen sich totale Wirkungsquerschnitte mit Hilfe des optischen Theorems angeben:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}} &= \frac{4\pi}{K} \operatorname{Im} f(\theta=0) \\ &= \frac{2\pi}{K^2} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{j=l-\frac{1}{2}}^{l+\frac{1}{2}} (j+\frac{1}{2}) \operatorname{Re}(1 - S_e^j) \end{aligned} \quad (6)$$

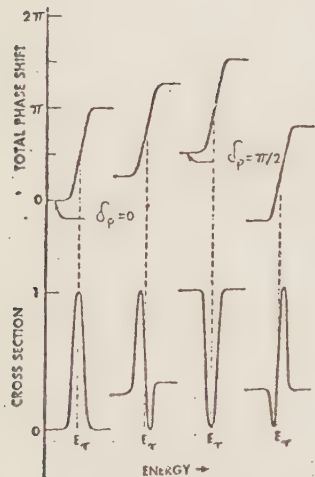
Die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts für alle (elastischen und unelastischen) Stoßprozesse erfordert also lediglich die Kenntnis der elastischen S-Matrixelemente (Blatt und Biedenharn 1952).

Wenn Compound-Zustände charakterisiert werden können durch definierte Werte von Gesamtdrehimpuls J_τ und Parität π_τ , dann folgt daraus, daß sich der Resonanzeffekt nur in einer Partialwelle mit dem entsprechenden Gesamtdrehimpuls $j_\tau = J_\tau$ und dem Bahndrehimpuls l_τ , wodurch die Parität wegen $\pi_\tau = (-1)^{l_\tau}$ festgelegt ist, bemerkbar machen kann. Es ist sinnvoll, das resonante S-Matrixelement S_τ zu zerlegen in einen nur schwach von der Energie abhängigen Anteil B_τ und einen Term, der wie in anderen resonanten Absorptions- und Reemissionsphänomenen (Cohen-Tannoudji 1968) von der Form $\frac{c_{el.}}{E_\tau - E - i\Gamma/2}$ ist. Hierin ist E die Stoßenergie, E_τ die Resonanzenergie und $\Gamma = \Gamma_{tot}$ die totale natürliche Linienbreite. Vollständig lautet das resonante elastische S-Matrixelement für eine isolierte Resonanz (Dalitz und Moorhouse 1970):

$$S_\tau = B_\tau + \frac{\Gamma_{el}}{\Gamma_{tot}} \frac{2i}{E - i\Gamma/2} e^{2i\chi_\tau} \quad (7)$$

mit $\varepsilon = \frac{E_\tau - E}{\Gamma/2}$

Hierin sind B_τ das "nichtresonante" S-Matrixelement, $\frac{\Gamma_{el}}{\Gamma_{tot}}$ das elastische Verzweungsverhältnis und $e^{2i\chi_\tau}$ ein Phasenfaktor.



Für eine im rein elastischen Energiebereich liegende Resonanz ist das Verzweungsverhältnis gleich Eins und die Phase χ_τ ist gegeben durch die "Potentialstreuphase" δ_p der resonanten Partialwelle, deren Streuphase insgesamt geschrieben werden kann als

$$\delta_{el}^\tau = \delta_p + \arctan \cot \frac{E_\tau - E}{\Gamma/2} \quad (8)$$

Beim Durchlauf der Energie durch den Bereich der Resonanzenergie steigt die Streuphase δ_{el}^τ also vom Wert δ_p aus um π an (Figur 2, obere Hälfte).

Figur 2 (aus Scholz 1973)

Entsprechend zu (7) lassen sich nun auch die Streuamplituden als Überlagerung von nichtresonanten und resonanten Ausdrücken darstellen:

$$f(\theta) = f_{nr}(\theta) + \frac{1}{2iK} \left(j_r + \frac{1}{2}\right) \frac{\Gamma_{el}}{\Gamma_{tot}} \frac{2i}{\varepsilon - i} P_{2r}(\cos\theta) e^{2i\chi_r} \quad (9a)$$

$$g(\theta) = g_{nr}(\theta) + \frac{1}{K} (j_r - l_r) \frac{\Gamma_{el}}{\Gamma_{tot}} \frac{2i}{\varepsilon - i} P_{2r}^1(\cos\theta) e^{2i\chi_r} \quad (9b)$$

Im Fall einer Resonanz mit $l_r = 0$ entfällt in (9b) der Resonanzanteil der g-Amplitude.

Die Interferenz der Resonanzterme mit den nichtresonanten Streuamplituden führt zu Resonanzprofilen der Form

$$\frac{dG(\theta)}{d\omega} = C + \frac{A\varepsilon}{\varepsilon^2 + 1} + \frac{S}{\varepsilon^2 + 1} \quad (10)$$

für den differentiellen Wirkungsquerschnitt und

$$P(\theta) = \frac{C' + \frac{A'\varepsilon}{\varepsilon^2 + 1} + \frac{S'}{\varepsilon^2 + 1}}{C + \frac{A\varepsilon}{\varepsilon^2 + 1} + \frac{S}{\varepsilon^2 + 1}} \quad (11)$$

für die Spinpolarisation der gestreuten Elektronen. Die Größen A, A', C, C', S, S' sind nur schwach energieabhängig und werden bestimmt durch die nichtresonanten Streuamplituden, den Resonanztyp und die übrigen Resonanzparameter in Gleichung (7). C und C' hängen nur von den nichtresonanten Streuamplituden ab.

Für den totalen Wirkungsquerschnitt lassen sich entsprechende Ausdrücke angeben:

$$G_{tot} = G_{nr} - \frac{2\pi}{K^2} \left(j_r + \frac{1}{2}\right) \frac{\Gamma_{el}}{\Gamma_{tot}} \operatorname{Re} \left(\frac{2ie^{2i\chi_r}}{\varepsilon - i} \right) \quad (12)$$

was ebenfalls zur in Gleichung (10) aufgeführten Profilform führt. Eine Linienanalyse des totalen Resonanzquerschnitts kann

also bereits die Kenntnis der Phase χ_r erbringen, da hierzu keine Informationen über den nichtresonanten Untergrund benötigt werden und der relative Verlauf der Resonanzkurve somit nur durch χ_r bestimmt wird. Figur 2 (untere Hälfte) zeigt diesen Zusammenhang für rein elastische Resonanzen.

Wegen der endlichen Energieauflösung in Resonanzstreuexperimenten müssen alle Profile der Form von Gleichung (10) noch mit der Energieverteilungsfunktion des Elektronenstrahls gefaltet werden, was unter Umständen zu erheblichen Abweichungen der gemessenen von der natürlichen Linienform führt. Ausführlich wird dies in einer Arbeit von Comer und Read (1973) diskutiert.

c) Auswertung von elastischen Resonanzstreuexperimenten

Eine Analyse experimenteller Resonanzstreudaten wird zumeist folgendermaßen durchgeführt: Nichtresonanten Streuamplituden werden entsprechend Gleichungen (9a,b) Resonanzterme überlagert. Nach Berechnung von $\frac{d\sigma(\theta)}{d\omega}$ und $P(\theta) \cdot \frac{d\sigma(\theta)}{d\omega}$ müssen diese Größen noch mit der apparativen Energieverteilung gefaltet und über den Streuwinkelbereich $\Delta\theta$ gemittelt werden, der sich aus dem Divergenzwinkel des primären Elektronenstrahls und dem Öffnungswinkel des Detektors ergibt. Die so berechneten gemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitte $\overline{\frac{d\sigma(\theta)}{d\omega}}$ und Spinpolarisationen $\overline{P(\theta)} = P(\theta) \frac{\frac{d\sigma(\theta)}{d\omega}}{\overline{\frac{d\sigma(\theta)}{d\omega}}}$ können nun mit den gemessenen Resonanzkurven verglichen werden. Eine schlechte Übereinstimmung von Rechnung und Experiment erfordert - falls dafür nicht der nichtresonante Streuuntergrund verantwortlich gemacht werden kann - eine Variation der in Gleichungen (9a,b) eingehenden Resonanzparameter, die so lange weiter geführt wird, bis beispielsweise in einem least-squares-fit gute Übereinstimmung für möglichst viele Streuwinkel erzielt ist.

Auf diese Art können durch Anpassung die den Compound-Zustand charakterisierenden Größen wie Gesamtdrehimpuls, Parität, Resonanzenergie, natürliche totale Halbwertsbreite, elastisches Verzweigungsverhältnis und auch die Phase χ_r ermittelt werden, wobei jedoch die Zuverlässigkeit der Resonanzklassifizierung und die Fehlergrenzen der Resonanzparameter aus einem solchen Verfahren schwer abzuschätzen sind. Eine sehr wesentliche Bedeutung für die Qualität der Rechnung hat der nichtresonante Streuuntergrund, der meist aus Partialwellendaten theoretischer Herkunft errechnet wird. Phasenanalysen aus Resonanzexperimenten sind zwar schon durchgeführt worden (z.B. Bitsch 1972, Dabkiewicz 1974), sind aber beschränkt auf isolierte Resonanzen im Bereich rein elastischer Streuung und liefern nur in solchen Fällen zuverlässige Ergebnisse, in denen die Zahl der im least-squares- oder χ^2 -fit zu variierenden Parameter nicht wesentlich größer als drei oder vier ist.

3.) Elektron-Quecksilber-Resonanzstreuung

In dieser Arbeit sollen Resonanzen in der Elektron-Quecksilber-Streuung im Energiebereich bis etwa 6 eV behandelt werden, die bereits von einer Reihe von Autoren untersucht und versuchsweise erklärt worden sind. Wie weiter unten gezeigt wird, lassen die bisherigen experimentellen Arbeiten noch keine eindeutige Klassifizierung der beobachteten Compound-Zustände zu. In diesem Kapitel werden zunächst die möglichen Resonanzzustände und ihr Auftreten in Streuexperimenten diskutiert und dann die zur Zeit vorliegenden Arbeiten zur Elektron-Quecksilber-Resonanzstreuung vorgestellt zusammen mit den von den jeweiligen Autoren gegebenen Interpretationen der Meßdaten.

a) Mögliche Bindungszustände des Hg^- -Ions

Nach den Überlegungen im vorherigen Abschnitt ist es sinnvoll, zunächst an Hand des Quecksilber-Termschemas herauszufinden, welche Resonanzzustände im Energiebereich bis zu etwa 6 eV überhaupt zu erwarten sind. Als "Eltern"-Zustände kommen danach in Frage:

Tabelle I

Zustand	Energie	Parität
$(6s^2) \ ^1S_0$	0,00 eV	(+)
$(6s6p) \ ^3P_0$	4,67 eV	(-)
$(6s6p) \ ^3P_1$	4,89 eV	(-)
$(6s6p) \ ^3P_2$	5,46 eV	(-)
$(6s6p) \ ^1P_1$	6,70 eV	(-)

Man kann annehmen, daß Resonanzen im angegebenen Energiebereich durch die Anlagerung eines zusätzlichen 6p-Elektrons an diese Zustände gebildet werden. Mit 6d- oder 7s- oder anderen Elektronen sind aus dem Vergleich mit den Spektren der zum Hg^- isoelektronischen Systeme Tl , Pb^+ , Bi^{++} wesentlich höhere Energiewerte zu erwarten (Fano und Cooper 1965, Heddle 1975).

Als Grundzustand des Hg^- -Ions ist danach die Konfiguration $(6s^2 6p) \ ^2P_{1/2}$ mit negativer Parität anzusehen, ferner ist ein $(6s^2 6p) \ ^2P_{3/2}$ -Term zu erwarten. In der energetischen Nähe der Anregungsschwellen für die $(6s6p)$ -Niveaus der Hg-Atoms sollten Resonanzen der Konfiguration $(6s6p^2)$ mit positiver Parität und den möglichen Russell-Saunders-Termen

$$^4P_{1/2}, \ ^4P_{3/2}, \ ^4P_{5/2}, \ ^2D_{3/2}, \ ^2D_{5/2}, \ ^2P_{1/2}, \ ^2P_{3/2}, \ ^2S_{1/2}$$

liegen.

Um zu ermitteln, in welchen Partialwellen mit den Quantenzahlen l und j diese Resonanzen in der Streuung auftreten können, muß die Erhaltung von Gesamtdrehimpuls und Parität beachtet werden. Die folgende Tabelle stellt die möglichen resonanten Partialwellen den erwähnten Compound-Zuständen gegenüber:

Tabelle II

resonante Partialwellen	Resonanzzustände	
	Elektronenkonfigurationen	Russell-Saunders-Terme
$^2P_{1/2} \longrightarrow$	$(6s^2 6p)$	$^2P_{1/2}$
$^2P_{3/2} \longrightarrow$	$(6s^2 6p)$	$^2P_{3/2}$
$^2S_{1/2} \longrightarrow$	$(6s6p^2)$	$^4P_{1/2}$ oder $^2P_{1/2}$ oder $^2S_{1/2}$
$^2D_{3/2} \longrightarrow$	$(6s6p^2)$	$^4P_{3/2}$ oder $^2D_{3/2}$ oder $^2P_{3/2}$
$^2D_{5/2} \longrightarrow$	$(6s6p^2)$	$^4P_{5/2}$ oder $^2D_{5/2}$

Aus den im Streuexperiment zu bestimmenden resonanten Partialwellen kann also im Fall der $(6s6p^2)$ -Resonanzen zunächst nur auf deren Gesamtdrehimpuls geschlossen werden. Eine eindeutige Festlegung der Zustände als Russell-Saunders -Terme durch eine g-Faktor-Messung erfordert wegen der großen natürlichen Linienbreiten magnetische Feldstärken in der Größenordnung von 10^5 bis 10^6 Oersted, um Resonanzpeaks im Magnetfeld meßbar aufzuspalten, und sollte daher kaum durchführbar sein.

Um dennoch Anhaltspunkte für eine spektroskopische Klassifizierung der Compound-Zustände zu erhalten, können die gemessenen Energiedifferenzen der verschiedenen Resonanzstrukturen verglichen werden mit den Abständen zwischen bekannten Niveaus der isoelektronischen Systeme. Die "isoelektronische Extrapolation" der Termlagen von Tl, Pb^+ und Bi^{++} zum Hg^- hin ist jedoch problematisch. Alle autoionisationsfähigen Terme erfahren durch die Mischung von Bindungs- und Kontinuumswellenfunktionen Energieverschiebungen gegenüber den reinen Bindungszuständen. Dieser Einfluß des Kontinuums wird als Konfigurationswechselwirkung bezeichnet. Somit wird eine lineare oder quadratische Extrapolation von Energiewerten fragwürdig, wenn wie in unserem Fall autoionisierende Zustände mitverwendet oder berechnet werden sollen (Fano und Cooper 1965). Dennoch kann die folgende Tabelle (Heddle 1975) schon ungefähre Anhaltspunkte für die Termlagen der Hg^- -Niveaus geben:

Tabelle III

	Bi III	Pb II	Tl I	Hg^-	
				a	b
$6s^2 6p^2 \ ^2P_{3/2}$	2.577	1.746	0.966	0.19	0.24
$6s 6p^2 \ ^4P_{1/2}$	8.710	7.180	5.606	4.03	3.99
$\ ^4P_{3/2}$	10.295	8.198	6.178	4.16	4.24
$\ ^4P_{1/2}$	11.064	9.163	6.577	3.99	3.31
$\ ^2D_{3/2}$	13.463	10.301	7.701	5.10	5.66
$\ ^2D_{5/2}$	14.434	11.031			
$\ ^2P_{1/2}$	13.394	10.939	8.324	5.71	6.56
$\ ^2P_{3/2}$	16.235	12.975			
$\ ^2S_{1/2}$	16.237	12.929			

a Linear extrapolation. (Energien in eV)
b Quadratic extrapolation.

Hier sind die Energiewerte der in Frage kommenden Terme relativ zum Grundzustand $(6s^2 6p) \ ^2P_{1/2}$ für die Spektren von Bi^{++} , Pb^+ und Tl angegeben und zum Hg^- hin extrapoliert.

Im Spektrum des neutralen Thallium-Atoms liegen nur die Terme $(6s^2 6p) \ ^2P_{1/2}$ und $(6s 6p^2) \ ^4P_{1/2}$ energetisch unterhalb des ersten Ionisationspotentials 6,106 eV. Alle anderen

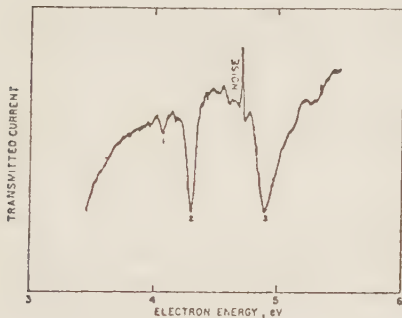
Terme können autoionisieren, so daß die Konfigurationswechselwirkung zu berücksichtigen ist, falls entsprechende Termlagen des Nachbarsystems Hg^- ermittelt werden sollen. Um eine Vorstellung davon zu bekommen, wie stark die Energiewerte der autoionisierenden Tl-Terme durch die Konfigurationswechselwirkung beeinflußt werden, können die gemessenen Energien mit denen verglichen werden, die man aus der linearen Extrapolation der Bi^{++} - und Pb^+ -Daten erhält:

Tabelle IV	gemessen	extrapoliert
Tl $^4\text{P}_{3/2}$	6,178 eV	6,101 eV
Tl $^4\text{P}_{5/2}$	6,577 eV	7,262 eV
Tl $^2\text{D}_{3/2}$	7,701 eV	7,138 eV
Tl $^2\text{D}_{5/2}$		7,628 eV

Mit Ausnahme des $^4\text{P}_{3/2}$ -Terms liegen gemessene und extrapolierte Werte um mehr als 0,5 eV auseinander, so daß auch für die entsprechenden Termlagen des Hg^- -Ions mit vergleichbaren oder noch größeren Unsicherheiten in der Extrapolation zu rechnen ist. Für die rein gebundenen Thallium-Zustände beträgt die Abweichung zwischen Messung und Extrapolation dagegen nur etwa 0,05 eV.

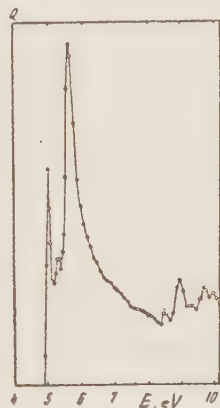
b) Bisheriger Stand der Untersuchungen

Resonanzen in der Elektron-Quecksilber-Streuung wurden etwa gleichzeitig durch Kuyatt und Mitarbeiter (1965) in einem Transmissionsexperiment (Figur 3) und Zapesochnyi und Shpenik (1966) in einer Messung der $2537 \text{ \AA}$ - Anregungsfunktion



Figur 3

(aus Kuyatt und Mitarbeiter , 1965)



Figur 4

(aus Zapesochnyi und Shpenik 1966)

(Figur 4) entdeckt. Fano und Cooper (1965) versuchten die beobachteten Phänomene im Energiebereich bis etwa 6 eV in einem Klassifikationsschema zu erklären, das den in Figur 3 gezeigten Strukturen die Terme $(6s6p^2) \text{ } ^4P_{1/2}$ (1)

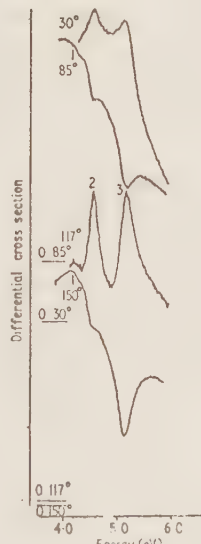
$\text{ } ^4P_{3/2}$ (2)

$\text{ } ^4P_{5/2}$ (3)

zuweist.

Figur 5

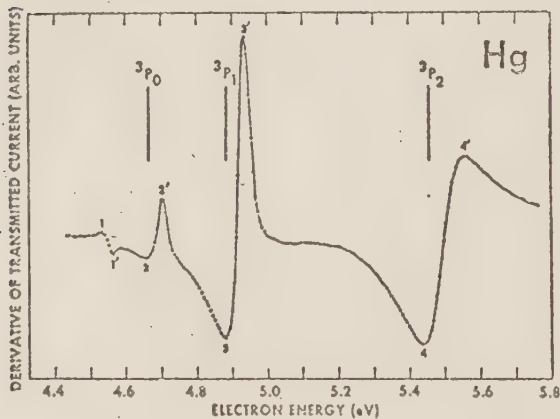
(aus Düweke und Mitarbeiter, 1973)



Aus Messungen resonanter differentieller Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung konnten Düweke und Mitarbeiter (1973) sowie Finger (1974) zeigen, daß die beiden höher-energetischen Resonanzen 2 und 3 in Partialwellen mit $l_T = 2$ auftreten, was mit der Interpretation von Fano und Cooper verträglich ist (Figur 5).

Die in den genannten Experimenten angegebenen Resonanz-energien differieren aus bislang ungeklärten Gründen um bis zu 600 meV, jedoch kann auf Grund der gemessenen energetischen Abstände kein Zweifel bestehen, daß es sich um die gleichen Resonanzen handelt.

Eine breite Resonanzstruktur bei niedriger Energie (0,63eV) konnten Rockwood (1973) in einem Schwarmexperiment und Burrow und Michejda (1975) in einer Transmissionsmessung nachweisen. Man darf annehmen, daß es sich hier um ein unaufgelöstes Dublett mit den Termen $(6s^2 6p) \ ^2P_{1/2, 3/2}$ handelt. Eine Resonanz in der $\ ^2p_{1/2}$ -Partialwelle ist inzwischen von Walker (1975a) in einer ab-initio-Rechnung gefunden worden, freilich noch mit einer zu niedrigen Energie.

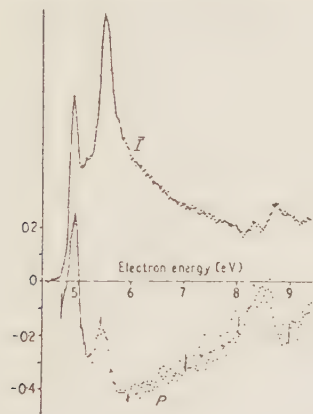


Figur 6

Die gute apparative Auflösung (Profilhalbwidthsbreite etwa 30meV) ermöglichte es Burrow und Michejda, die Resonanzen oberhalb 4eV nunmehr gut getrennt zu messen. Figur 6 zeigt die von den Autoren angegebene Ableitung des Transmissionsstroms nach der Energie. Vier Struk-

(aus Burrow und Michejda, 1975)

turen sind deutlich zu erkennen, von denen nur die erste im Bereich rein elastischer Streuung liegt. Die Schwellenenergien für die 3P -Anregungen sind markiert. Die Energieskala wurde mit einigen bekannten Resonanzenergiewerten anderer Gase geeicht. Burrow und Michejda sehen die Strukturen 1-1', 3-3' und 4-4' als die von Fano und Cooper vorgeschlagenen Terme $^4P_{1/2, 3/2, 5/2}$ an, und die Struktur 2-2' interpretieren sie als Schwellenanomalie beim Überschreiten der 3P_0 -Schwelle (4,67 eV).



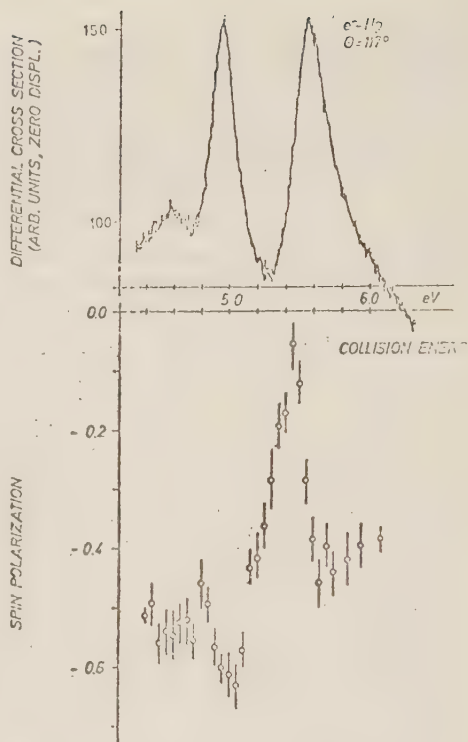
Figur 7

(aus Ottley und Kleinpoppen, 1975)

Ottley und Kleinpoppen (1975) bestimmten Anregungsfunktionen und Photonenpolarisation des nach Elektronenstoß unter 90° ausgesandten 2537Å-Lichts (Figur 7). Aus dem Maximalwert der Photonenpolarisation P dicht oberhalb der Anregungsschwelle 4,89 eV schlossen sie auf Grund der Überlegungen von Baranger und Gerjuoy (1958) (siehe Anhang B), daß diese Schwellenresonanz den Gesamtdrehimpuls $J = 3/2$ hat. Zwischen den beiden stark ausgeprägten Resonanzmaxima der Anregungsfunktion deutet sich, wie auch schon im ähnlichen Experiment von Zape-sochnyi und Shpenik (1966), eine zusätzliche Struktur an.

In einem weiteren Experiment der Mainzer Gruppe (Düweke 1975, Düweke und Mitarbeiter 1976) wurde der energieabhängige Verlauf der Spinpolarisation elastisch gestreuter Elektronen für den festen Streuwinkel $\Theta = 117^\circ$ gemessen (Figur 8). Die Meßwerte zeigen den deutlichen Einfluß der beiden d-Resonanzen auf die Spinpolarisation, lassen aber ohne Kenntnis von nicht-resonanten Streuamplituden keine unmittelbare Klassifizierung der Compound-Zustände zu. Die energetische Halbwertsbreite in diesem Experiment war etwa 120 meV.

Heddle (1975) versuchte, die bisherigen Untersuchungen unter Zuhilfenahme der isoelektronischen Spekten in einem neuen Klassifikationschema zusammenzufassen, das in der folgenden Tabelle zusammen mit den schon erwähnten Interpretationen der anderen Autoren wiedergegeben ist. Die angegebenen Energiewerte sind die aus der Eichung von Düweke und Mitarbeitern (1976) und aus den später diskutierten Ergebnissen dieser Arbeit, die aber von anderen zuverlässigen Werten um weniger als 60 meV abweichen.



Figur 8

Tabelle V

(aus Düweke, 1975)

Struktur Nr.	Energie eV	Düweke und Mitarbeiter (1973)	Purrow und Michejda (1975)	Ottley und Kleinpoppen (1975)	Heddle (1975)
1	4,55		$4P_{1/2}$		$4P_{1/2}$
2	4,71		"Schwelle"		$4P_{3/2}$
3	4,94	$2d (1\tau=2)$	$4P_{3/2}$	$J=3/2$	$2D_{3/2}$
4	5,51	$2d (1\tau=2)$	$4P_{5/2}$		$2D_{5/2}$

Der in den Messungen von Zapesochnyi und Shpenik (1965) und Ottley und Kleinpoppen (1975) bei 5,23eV beobachteten Struktur weist Heddle den Term $(6s6p^2)^4P_{5/2}$ zu. Bemerkenswert ist jedoch, daß in dem sehr empfindlichen Transmissionsexperiment von Burrow und Michejda im gemessenen Kurvenverlauf kein sichtbarer Hinweis auf eine Resonanz bei dieser Energie zu finden ist.

Die Tabelle zeigt, daß für Struktur 2 das beobachtete Phänomen selbst noch unklar ist (Schwellenanomalie oder Resonanz). Ferner werden für die Compound-Zustände verschiedene Russell-Saunders-Terme angegeben, während ja im Streuexperiment nur Gesamtdrehimpuls und Parität ermittelt werden können. Die Angabe des Gesamtdrehimpulses $J = 3/2$ für die Resonanz 3 bei 4,94 eV wird nur gestützt durch die Arbeit von Ottley und Kleinpoppen (1975), deren Interpretation ihrer Meßergebnisse jedoch implizit eine negative Parität des Compound-Zustandes voraussetzt, wie im Anhang B erläutert ist. Eine negative Parität muß aber wegen der von Düweke und Mitarbeitern (1973) und Finger (1974) gemessenen Winkelabhängigkeit der Struktur 3, die nur durch eine Resonanz mit $l_{\pi} = 2$ erklärt werden kann, ausgeschlossen werden.

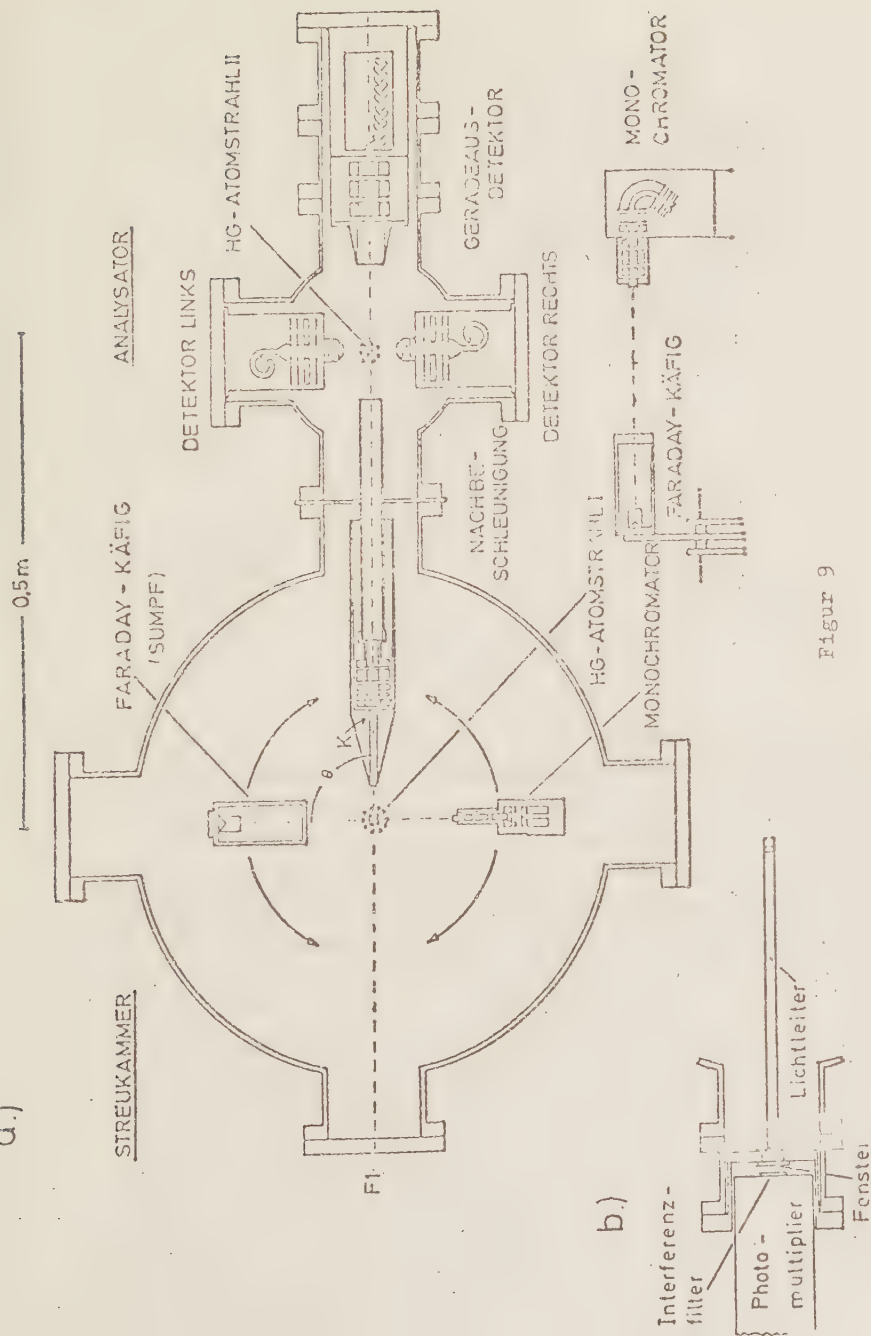
Unter diesen Umständen schien ein Experiment notwendig, in dem mit hinreichend hoher Energieauflösung differentielle Wirkungsquerschnitte im Bereich der $(6s6p^2)$ -Resonanzen für eine größere Zahl von Streuwinkeln gemessen wurden. In Verbindung mit genügend zuverlässigen Daten für die nichtresonante Streuung sollte dann eine sichere Angabe der resonanten Partialwellen möglich sein. Auch die Natur des Phänomens 2 sollte an Hand der Winkelabhängigkeit der Struktur geklärt werden können.

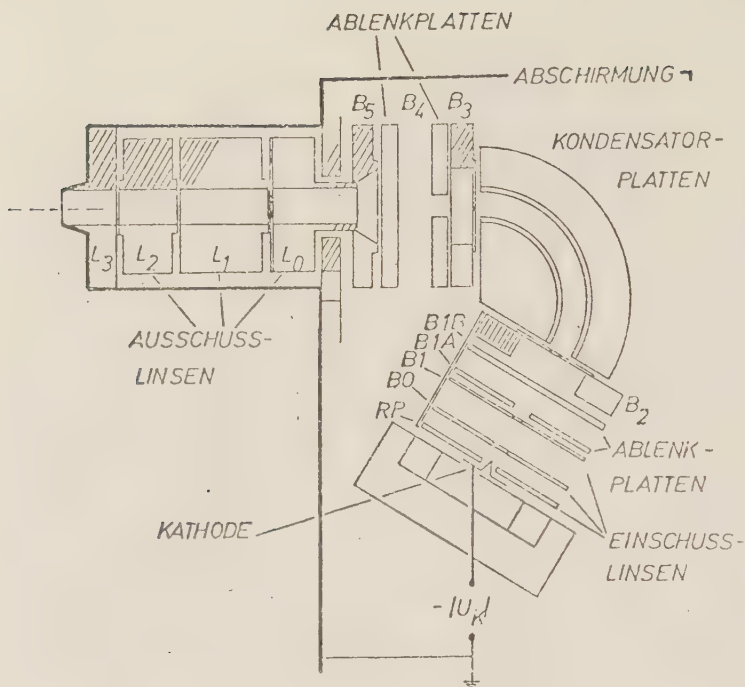
Über dieses Experiment wird nachfolgend berichtet.

4.) Experimenteller Aufbau

Die zur Messung eingesetzte Apparatur ist gegenüber den Beschreibungen durch Düweke (1975) und Kirchner (1975) nur unwesentlich verändert worden, so daß in dieser Arbeit eine knappe Darstellung genügen sollte. Figur 9a zeigt einen Horizontalschnitt durch die Anordnung. In der eigentlichen Streukammer wird mit einer 127° -Zylinderkondensator-Kanone ein energie-selektierter Elektronenstrahl von etwa 10^{-8} A und einer energetischen Profilhalbwidthsbreite von 60 meV erzeugt und durch das Streuzentrum in einen gegenüberliegenden Elektronensumpf (Faradaykäfig) geschossen. Kanone und Sumpf sind um die Streukammerachse drehbar. Als Streutarget dienen ein senkrecht zur Streuebene verlaufender Quecksilber-Atomstrahl oder der Dampf über einer mit Quecksilber gefüllten Glasschale, die in einem der seitlichen Flansch-Stützen abgestellt wird. Die gestreuten Elektronen werden durch einen Kanal K geometrisch ausgeblendet und treten dann in ein elektronenoptisches System ein (die sogenannte "Nachbeschleunigung"), das zum einen als Sperre für unelastisch gestreute Elektronen wirkt und zum anderen die elastisch gestreuten Elektronen auf etwa 300 eV beschleunigt. Diese passieren die Analysator-Kammer und gelangen in den "Geradeaus-Detektor", einen 19-stufigen Cu-Be-Multiplier. Der Hg-Atomstrahl II und die Detektoren "Links" und "Rechts" wurden in den hier beschriebenen Messungen nicht benötigt.

In Figur 10 ist eine Prinzipskizze der Elektronenkanone gezeigt. Die aus einer gleichstromgeheizten Wolfram-Haarnadel-Kathode emittierten Elektronen werden mit Hilfe des Einschüß-Linsensystems (Elektroden RP bis B1B) auf den Eintrittsspalt B2 des eigentlichen Energieselektors fokussiert. Nach einer Ablenkung um 127° durch das Feld des Zylinderkondensators treten nur Elektronen innerhalb eines begrenzten Energiebereichs ΔE durch die Blende B3 in das Ausschüß-Linsensystem (Elektroden B4 bis L3) ein, das sie dann mit der durch U_K festgelegten Stoßenergie verlassen. Über die Betriebsweise wird mehr im folgenden Kapitel berichtet.





Figur 10

Anstelle des Flanschs F1 wurde zeitweise eine optische Anordnung (Figur 9b) eingebaut, bestehend aus einem Quarzlichtleiter, einem Quarz-Vakuumfenster, einem $2537 \text{ \AA}$ -Interferenzfilter und einem UV-empfindlichen Photomultiplier, die freundlicherweise von der Arbeitsgruppe "Experimentelle Atom- und Kernphysik" des Mainzer Instituts für Physik zur Verfügung gestellt wurden. Damit konnten simultan elastische differentielle Wirkungsquerschnitte und optische Anregungsfunktionen gemessen werden.

Alle wesentlichen Metallteile der Apparatur sind aus unmagnetischem VA-Stahl gefertigt. Der Restgasdruck liegt in der Größenordnung von 10^{-7} Torr. Magnetfelder werden durch eine Helmholtz-Spule auf weniger als 3m Oersted kompensiert. Um nach Möglichkeit alle dem Elektronenweg zugewandten Oberflächen sauber und damit aufladungsfrei zu halten, ist es möglich Kanone und Nachbeschleunigung auch im Meßbetrieb kontinuierlich zu heizen.

Beendigung einer Messung können die Speicherinhalte der einzelnen Kanäle graphisch über einen X-Y-Schreiber ausgegeben oder ausgedruckt werden.

5.) Betrieb der Apparatur

a) Inbetriebnahme der Anlage

Da gelegentlich Reparaturen an der Elektronenkanone erforderlich sind (meist um eine durchgebrannte Kathode zu erneuern), muß der Monochromator anschließend im Hochvakuum ausgeheizt werden (12 Stunden bei etwa 450°C), bevor er in die Apparatur eingebaut und justiert wird. Bei geöffnetem Rezipienten sollte auch die Kompensation des Erdmagnetfelds überprüft und korrigiert werden. Falls die beabsichtigten Streumessungen mit dem diffusen Quecksilberdampf-Target vorgenommen werden sollen, ist unmittelbar vor Beginn des Evakuierens die weiter oben erwähnte Glasschale mit mehrfach destilliertem und gefiltertem Quecksilber zu füllen.

Nach einer Pumpzeit von etwa zwei Stunden liegt der Restgasdruck bei 10^{-6} Torr, ist also gegenüber dem Quecksilberpartialdruck von ungefähr 10^{-4} Torr bereits nahezu vernachlässigbar. Die Elektronenkanone kann nunmehr erneut für einige Stunden bei etwa 200°C ausgeheizt werden, bevor die Gesamtanordnung in Betrieb genommen wird. Danach muß noch eine gewisse Zeit (etwa fünf bis acht Stunden) gewartet werden, bis die Apparatur meßfertig ist, d.h. bis die meist durch Temperaturänderungen bewirkte Drift von Kontaktpotentialen und Spannungen der Netzgeräte weitgehend zum Stillstand gekommen ist. In diesem Zeitraum können jedoch bereits wesentliche Teile der Apparatur auf ihre Funktion überprüft und optimiert werden.

b) Vorbereitung der Messungen

Im Betrieb der Kanone geht man zweckmäßigerweise von bewährten Erfahrungsdaten für die einzelnen Elektrodenpotentiale aus. Durch systematische Variation der Blendenspannungen müssen nun günstige Werte für den hinausgeschossenen Elektronenstrom und die Breite des Energieprofils gefunden werden. Das letztere erfordert eine gegenüber früheren Arbeiten (Düweke 1975, Kirchner 1975) auf unter 1 eV erniedrigte Sollbahnenergie

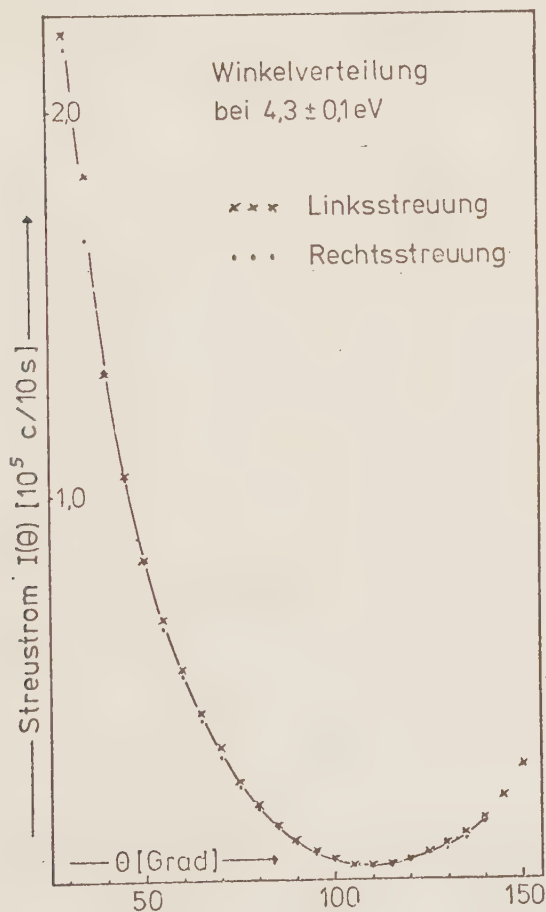
im Zylinderkondensator und eine sorgfältige Kontrolle des Divergenzwinkels des durch Blende B2 in den Selektor eintretenden Elektronenstrahls. Da eine unmittelbare Überprüfung der Divergenz in der verwendeten Kanone zur Zeit noch nicht möglich ist, kann ein indirektes Verfahren hierfür herangezogen werden: Man geht dabei davon aus, daß ein Elektronenstrahl mit großem Öffnungswinkel in B2 durch die prinzipiell unvermeidlichen Abbildungsfehler des 127° -Zylinderfeldes in einem relativ breiten Bereich auf die Blendenebene von B3 auftrifft und daß somit bei ungünstigen Einschußbedingungen der Anteil der durch B3 hindurchtretenden Elektronen klein ist gegen die auf B3 aufgefangenen Elektronen. Im Experiment nutzt man das aus, indem man bei festgehaltenen Selektor- und Ausschußdaten die Potentiale des Einschußsystems so einstellt, daß das Verhältnis von hinausgeschossenem Elektronenstrom (gemessen im Faraday-Käfig) und B3 - Blendenstrom möglichst groß ist bei gleichzeitiger Maximierung des Elektronenstroms selbst.

Der Aufbau des in Figur 9a gezeigten Elektronensumpfs mit einem kleinen Innen- und einem größeren Außenkäfig ermöglicht es, durch Vergleich der entsprechenden Käfigströme die Winkeldivergenz des in die Streukammer geschossenen Elektronenstrahls zu überprüfen (Kirchner 1975). Eine Optimierung erfolgt durch Variation der Spannungsdaten im Ausschußsystem, wobei beachtet werden muß, daß sich die Strahleigenschaften über einen Streuenergiebereich von etwa 2,0 eV nicht wesentlich ändern dürfen.

Die Spannungswerte des Nachbeschleunigungssystems müssen so gewählt werden, daß in keinem Fall unelastisch gestreute Elektronen mit einem Energieverlust $\Delta E \geq 4,67$ eV den Geradeaus-Detektor erreichen können. Es muß immer in Abständen kontrolliert werden, ob diese Forderung erfüllt ist.

Vor Beginn der Messungen differentieller elastischer Wirkungsquerschnitte bei festgehaltenen Streuwinkeln ist noch zu

ermitteln, ob die Winkelskala der Apparatur gegenüber dem Nullwert verschoben ist. Hierzu werden für Energien unterhalb und oberhalb des resonanten Energiebereichs Winkelverteilungen aufgenommen. Aus der relativen Lage der Kurven für "Links"- und "Rechts"-Streuung kann auf die Verschiebung der Winkelskala geschlossen werden (Figur 12).



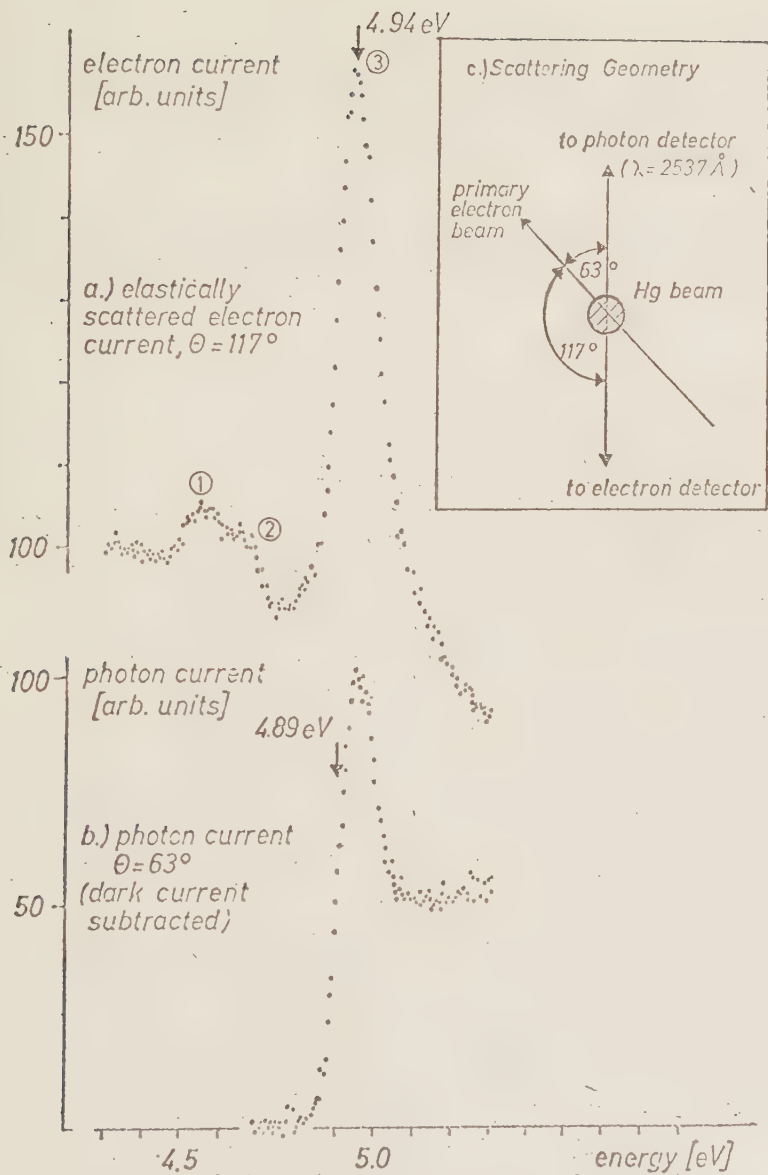
Figur 12

6.) Durchführung der Messungen und Ergebnisse

a) Eichung der Energieskala

Angesichts der zum Teil bis zu 600 meV differierenden Angaben für die Resonanzenergien (Kuyatt und Mitarbeiter 1965, Düweke und Mitarbeiter 1973, Burrow und Michejda 1975) schien es notwendig, die durch die Werte der Kathodenspannung U_k gegebene relative Energieskala an eine atomare Standardenergie anzubinden. Hierzu bot sich die Schwellenenergie 4,89 eV der 3P_1 -Anregung des Hg-Atoms an, da dieser Wert mitten im interessierenden Resonanzbereich liegt.

Die hier beschriebene Messung wurde zusammen mit M. Düweke durchgeführt. Als Streutarget diente in diesem Experiment der Quecksilber-Atomstrahl, als Photonendetektor die schon erwähnte optische Anordnung (Figur 9b). In Figur 13c ist die Meßanordnung skizziert. Für den eingestellten Elektronenstreuwinkel $\Theta = 117^\circ$ wurden simultan Elektronen- und Photonenpulse in verschiedenen 100-Kanal-Blöcken des Vielkanal-Analysators gespeichert. Mit einer energetischen Halbwertsbreite von etwa 80 meV wurden die Kurven von Figur 13 a,b aufgenommen. Aus Messungen mit verschiedenen apparativen Auflösungen kann geschlossen werden, daß die Breite des Anstiegs zum ersten Maximum der Photonenkurve im wesentlichen nur durch die Energieunschärfe des Elektronenstrahls bestimmt wird. Zu ähnlichen Feststellungen gelangten Ottley und Kleinpoppen (1975). Für das "natürliche" oder mit idealmonochromatischen Elektronen gemessene Profil legen diese Beobachtungen die Form eines fast stufenförmigen Einsatzes der Anregungsfunktion an der Schwelle nahe. Es scheint daher sinnvoll, als Schwellenenergiewert die Stelle steilster Steigung der Photonenkurve oder die Mitte des ersten Anstiegs anzunehmen. Beide Methoden führen zum gleichen Ergebnis. Mit dieser Festlegung findet man das Maximum Nr. 3 des gemessenen Elektronenstreustroms für $\Theta = 117^\circ$ bei 4,94 eV. Die so ermittelte Energieskala kann als zuverlässig mit einem Fehler von $\pm 0,05$ eV angesehen werden,



Figur 13

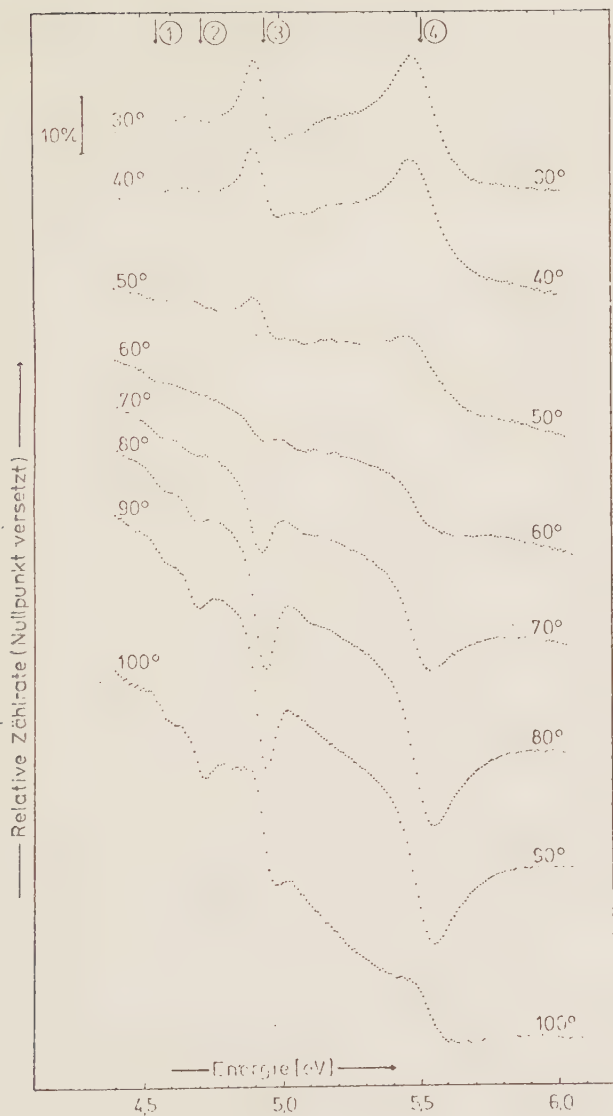
gilt aber streng genommen nur für den 117° -Wirkungsquerschnitt. Da der Photomultiplier nicht lange genug zur Verfügung stand, mußte für andere Streuwinkel auf diese Art der Energieskaleneichung verzichtet werden.

Der Energiewert $4,94 \pm 0,05$ eV für die Resonanz 3 stimmt im Rahmen der angegebenen Fehlergrößen mit den Angaben neuerer anderer Arbeiten überein (Burrow und Michejda 1975, Ottley und Kleinpoppen 1975).

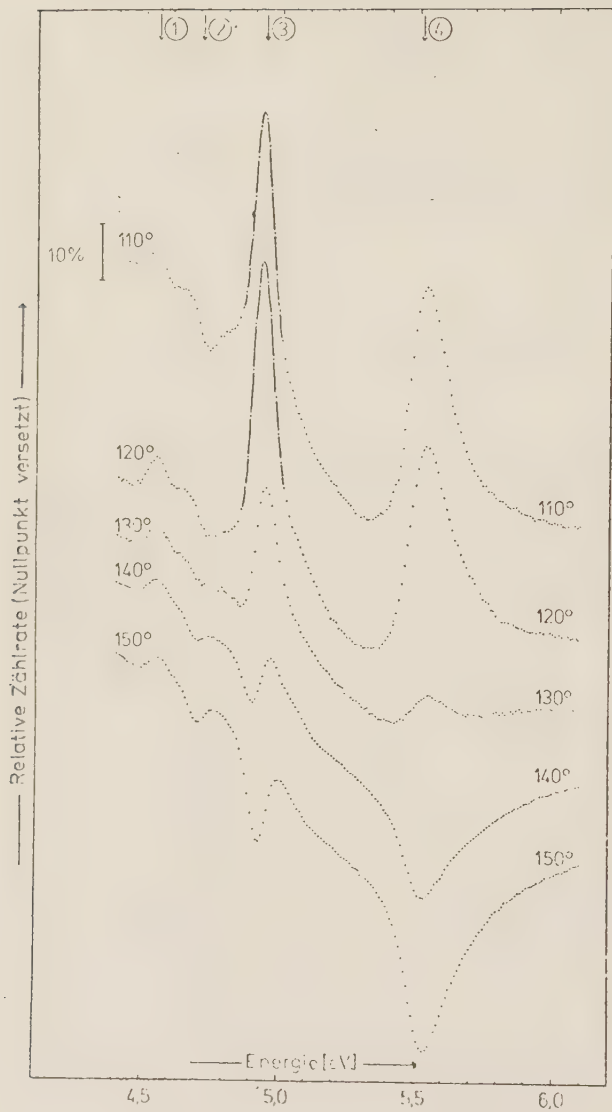
b) Messungen energieabhängiger elastischer Streuströme

Relative elastische differentielle Wirkungsquerschnitte wurden mit dem diffusen Quecksilberdampf-Target ($p_{Hg} \approx 10^{-4}$ Torr) aufgenommen. Aus den sehr sorgfältigen Untersuchungen von Düweke und Kirchner (1975, private Mitteilung) kann geschlossen werden, daß Mehrfachstreuung bei diesem Hg-Partialdruck noch keine wesentliche Rolle spielt. Mit dem Digital-Analog-Wandler des Vielkanalanalysators wurde die Stoßenergie zwischen etwa 4,3 eV und 6,3 eV variiert, und die jeweils zu den betreffenden Energiewerten gehörigen Zählraten wurden in 200 Kanälen abgespeichert. Die Figuren 13 und 14 zeigen Meßkurven für die Streuwinkel 30° , 40° , ..., 150° . Die in die Diagramme links oben eingesetzten Balken geben als Maßstab 10 % des Meßwerts bei der niedrigsten eingezeichneten Stoßenergie an. Die Zähl dauern wurden so gewählt, daß die Standardabweichungen der einzelnen Zählraten in der Größenordnung von 1 - 4 % lagen, also in den Meßblättern etwa die Ausdehnung der gezeichneten Punkte haben. Die dazu erforderlichen Meßzeiten lagen zwischen 30 min ($\Theta = 30^{\circ}$) und 11 - 15 Stunden ($\Theta = 100^{\circ}$ bis 120°).

In den Figuren 14 und 15 sind vier Strukturen deutlich auszumachen, die nach wachsenden Energien numeriert wurden und die an Hand der Energiewerte als die entsprechend bezeichneten Phänomene aus der Messung von Burrow und Michejda angesehen werden müssen. Die sich bei etwa 5,1 bis 5,2 eV andeutende



Figur 14



Figur 15

schwache Struktur hebt sich zwar deutlich aus den statistischen Schwankungen der Kurvenverläufe heraus, ist aber für viele Streuwinkel überdeckt von der hochenergetischen Flanke der stark ausgeprägten Resonanz 3, so daß auf ihre Interpretation vorläufig verzichtet werden muß. Möglicherweise gestatten unelastische Streuexperimente eine bessere Untersuchung dieser Beobachtungen.

7.) Kritische Parameter der Messungen

In diesem Abschnitt sollen diejenigen apparativen Daten diskutiert werden, deren Kenntnis zum quantitativen Verständnis der gemessenen Resonanzkurven nötig ist.

a) Energieskala:

Die Festlegung der Energieskala konnte aus Zeitgründen nur für den Streuwinkel $\theta = 117^\circ$ erfolgen und lieferte für den Peak der Resonanz 3 den Energiewert $4,94 \pm 0,05$ eV. Außerdem ließen die gemessenen Energieabstände zu den Strukturen 1 und 2 auch deren Festlegung zu. Für die anderen Streuwinkel wurde die Energieskala unter Zuhilfenahme der später durchgeführten Rechnungen bestimmt, deren Resultate daher hier teilweise vorweggenommen werden müssen. Zunächst zeigte sich für $\theta = 117^\circ$, daß der Energiewert des Wirkungsquerschnittsmaximums mit der Resonanzenergie zusammenfällt. Die in die Rechnungen eingehenden Energien der übrigen Resonanzen wurden so festgesetzt, daß die für die verschiedenen Streuwinkel berechneten Strukturen die aus dem Experiment ermittelten Abstände haben. Die experimentellen Resonanzkurven wurden dann so auf die endgültige Energieskala verschoben, daß Maxima und Minima der vier Resonanzen für Rechnungen und Messungen jeweils bei denselben Energiewerten liegen. Aus diesem Verfahren muß für die Energieskalen der einzelnen Meßkurven mit einem zusätzlichen Energiefehler von ± 20 meV gerechnet werden. Dieser Wert resultiert vor allem aus der Unsicherheit in der Bestimmung der Extremwerte.

b) Energieprofil des Elektronenstrahls

Auf die Energieverteilung der Elektronen und ihre Halbwertsbreite ist unter günstigen Bedingungen aus den gemessenen Resonanzstrukturen zu schließen. Auch hier können die Ergebnisse der Rechnungen zur Unterstützung herangezogen werden. Hilfreich ist die geringe Halbwertsbreite ($\Gamma < 1$ meV) der Resonanz 1

bei 4,55 eV. Comer und Read (1973) zeigten, daß die Faltung eines symmetrischen Resonanzprofils sehr kleiner natürlicher Linienbreite mit einer erheblich breiteren, um die mittlere Energie symmetrischen apparativen Energieverteilung eine Linienform liefert, die im wesentlichen das Apparaturprofil darstellt. In unserem Fall tritt die Resonanz 1 für Streuwinkel $\Theta \geq 120^\circ$ mit einer nahezu symmetrischen Linienform auf (Figur 15), obwohl diese Einschätzung wegen der dicht benachbarten Resonanz 2 sicher nicht ganz eindeutig ist. Mit der aus den Meßkurven für den angegebenen Winkelbereich entnommenen Halbwertsbreite von 60 meV und der Annahme eines Dreiecksprofils für die Energieverteilung des Elektronenstrahls wurden die später zu besprechenden Rechnungen durchgeführt, die für die meisten Streuwinkel das Verhalten der Resonanz 1 in Linienform und Linienbreite gut wiedergeben.

c) Winkelprofil der Streuanordnung

Da die Streugeometrie gegenüber den Arbeiten von Düweke (1975) und Kirchner (1975) ungeändert blieb, wurde keine Neubestimmung des apparativen Winkelprofils $W(\Theta, \Theta_0)$ vorgenommen. $W(\Theta, \Theta_0)$ gibt die Wahrscheinlichkeit eines Stoßes unter dem Winkel Θ an, wenn der mittlere Streuwinkel Θ_0 eingestellt ist. Für die hier eingesetzte Apparatur hat das Winkelprofil angenähert eine Dreiecksform mit einer Halbwertsbreite von etwa 8° (Kirchner 1975). $W(\Theta, \Theta_0)$ hängt zwar mit Sicherheit von der Stoßenergie und von den Spannungen im Kanonenausschußsystem und im Nachbeschleunigungssystem ab, jedoch sollte die Abweichung gegenüber der von Kirchner angegebenen Winkelunschärfe nicht größer als $1^\circ - 2^\circ$ sein, wenn man - wie im hier beschriebenen Experiment geschehen - die Winkeldivergenz des primären Elektronenstrahls genügend sorgfältig kontrolliert.

d) Energieabhängigkeit der elektronenoptischen
Transmissionswahrscheinlichkeit

Bei Auswertung der Meßkurven muß berücksichtigt werden, daß sich die Transmissionswahrscheinlichkeit der Elektronen durch das Gesamtsystem (bestehend aus Kanone, Nachbeschleunigungs-System und Detektor) über den Energiebereich von etwa 2 eV ändert. Dies hängt damit zusammen, daß die Abbildungs-
verhältnisse im gesamten Linsensystem energieabhängig sind. Die Variation des primären Elektronenstrahls mit der Energie läßt sich mit den beiden Faraday-Küfgen kontrollieren, während eine entsprechende Überprüfung für das Nachbeschleunigungssystem nicht zuverlässig möglich ist. Um dennoch Anhaltspunkte für das Transmissionsverhalten der Meßanordnung zu erhalten, wurde mehrfach die Energieabhängigkeit des Detektorsignals mit der Kanone in Nullrichtung, d.h. gegenüber dem Eintrittskanal des Nachbeschleunigungs-Systems, gemessen. Diese Zählraten erwiesen sich als nur schwach mit der Energie veränderlich und variierten über den gesamten Energiebereich um nicht mehr als etwa 20 %.

Man darf annehmen, daß sich die tatsächliche elektronenoptische Transmissionswahrscheinlichkeit für Streuung unter größeren Winkeln ebenfalls in diesen Grenzen ändert. Der Ordinatenabfall der einzelnen Meßkurven in den Figuren 14 und 15 ist demnach als energieabhängig anzusehen, sollte aber über die Breite der einzelnen Strukturen um nicht mehr als 5 % variieren.

Für eine quantitative Interpretation der Meßergebnisse ergeben sich daraus folgende Konsequenzen: Aus den Meßkurven läßt sich der energieabhängige relative Verlauf des nichtresonanten Streuuntergrundes nur mit den vorhin angegebenen Fehlern ermitteln, während die Energieabhängigkeit der einzelnen Resonanzstrukturen durch die elektronenoptischen Einflüsse wesentlich weniger gestört wird.

8.) Interpretation der Meßergebnisse mit Hilfe von Modellrechnungen

Die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen energieabhängiger elastischer Streuströme sollten, so durch Vergleich mit berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitten, ermöglichen, die vier beobachteten Strukturen zu klassifizieren und aus der Anpassung der Rechnungen an die experimentellen Daten Werte der Resonanzparameter zu entnehmen. In diesem Kapitel werden zunächst die den Modellrechnungen zugrundegelegten Annahmen und Näherungen diskutiert, sodann die mathematische Durchführung der Rechnungen erläutert und die Resultate vorgestellt. Daran schließen sich Diskussion und Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren an.

a) Darstellung des Modells, Näherungen:

Zur Zeit liegen keine ab-initio-Rechnungen vor, die imstande wären, das Resonanzverhalten der Streuung im Energiesbereich oberhalb 4 eV zu erfassen. Ein direkter Vergleich der Meßergebnisse mit theoretischen Vorhersagen ist daher nicht möglich. Es mußte also versucht werden, Streuamplituden aus nichtresonanten theoretischen Daten zu berechnen und diesen dann jeweils vier Resonanzterme zu überlagern:

$$f(\theta) = f_{nr}(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{m=1}^4 (j_m - \frac{1}{2}) \left(\frac{P_l}{P_{l,1}} \right)_m e^{2i\lambda_m} \frac{\xi_m}{\xi_m - 1} - P_{l_m}(\cos\theta)$$

$$g(\theta) = g_{nr}(\theta) + \frac{1}{2k} \sum_{m=1}^4 (j_m - \frac{1}{2}) \left(\frac{P_l}{P_{l,1}} \right)_m e^{2i\lambda_m} \frac{\xi_m}{\xi_m - 1} - P_{l_m}(\cos\theta)$$

$$\text{mit} \quad \xi_m = \frac{E_{rv} - E}{\Gamma_{el} v/2}$$

Die zur Berechnung der nichtresonanten Streuamplituden verwendeten Streuphasen für die Energien 4, 7, 11 und 14 eV entstammen einer "polarized-orbital"-Näherung von Walker (1975 b),

die Austauschvorgänge zwischen Atomelektronen und Streuteilchen sowie die Störung des Atoms durch das Projektil mittels eines Polarisationspotentials berücksichtigt. Mit dieser Methode konnte die Elektron-Quecksilber-Streuung unterhalb des Resonanzenergiegebiets qualitativ gut wiedergegeben werden (Düweke und Mitarbeiter 1976). Diese Phasen beschreiben allerdings nur die Streuung im rein elastischen Bereich. Sie wurden, da keine anderen Daten vorlagen, weit in den unelastischen Bereich ($E \geq 4,67$ eV) hinein extrapoliert. Im nichtresonanten Streuuntergrund erfolgt also keinerlei Berücksichtigung unelastischer Stoßprozesse. Inelastizitäten treten nur in den Resonanztermen durch die Verzweigungsverhältnisse $\Gamma_u/\Gamma_{\text{tot}} \leq 1$ auf.

Aus Paritätsgründen kommen für $(6s6p^2)$ -Compound-Zustände nur resonante Partialwellen mit $l_{\pi}=0$ oder $l_{\pi}=2$ in Frage. Versuchsweise wurden auch p-Resonanzterme eingesetzt, die jedoch in keinem Fall das Winkelverhalten der beobachteten Strukturen erklären konnten. Die übrigen Resonanzparameter $\Gamma_{\text{tot}}, \Gamma_{\text{el}},$

χ_m mußten im Hinblick auf die geschlossene analytische Darstellbarkeit der Resonanzausdrücke (wichtig für die Faltung mit der Energieverteilung des Elektronenstrahls) als energieunabhängig angenommen werden. Möglicherweise ist dies eine für die $(6s6p^2)$ -Zustände nicht ganz zutreffende Näherung, da die Resonanzen dicht bei den Schwellenenergien der $3p$ -Anregungen liegen. Der Einfluß von Anregungsschwellen auf die Linienbreite Γ ist innerhalb der Elektron-Atom-Streuung bisher nur für Helium als Target am Beispiel der $2S_{1/2}$ -Resonanz bei 19,3 eV untersucht worden (Herzenberg und Ton-That 1975), wo oberhalb der ersten Anregungsenergie 19,8 eV tatsächlich auf einen um Größenordnungen angestiegenen Wert von Γ geschlossen werden konnte. Daß ähnlich ausgeprägte Effekte auch im Fall der Quecksilber-Resonanzen auftreten, läßt sich aus den Ergebnissen der hier besprochenen Rechnungen nicht ableiten. Eine genauere Überprüfung würde im Experiment Messungen mit erheblich verbesserter Energieauflösung verlangen.

b) Durchführung der Rechnungen:

Das für die Modellrechnungen auf der CD 3300 des Mainzer Universitätsrechenzentrums eingesetzte FORTRAN-Programm wurde zusammen mit J. Höfft aus einem einfacheren Programm zur Behandlung rein elastischer Doppelresonanzen (z.B. in der Elektron-Neon-Streuung) weiterentwickelt. Für vier Resonanzen in beliebigen, frei festzulegenden Partialwellen werden - auch im unelastischen Bereich - differentielle Wirkungsquerschnitte und Spinpolarisationen ausgerechnet, mit dem Energieprofil des Elektronenstrahls gefaltet und über den durch das Winkelauflösungsvermögen gegebenen Streuwinkelbereich gemittelt, so daß die so erhaltenen mittleren Wirkungsquerschnitte und Spinpolarisationen mit den gemessenen Daten verglichen werden können.

In einem weiteren Programm wurden resonante totale Wirkungsquerschnitte und Ableitungen des Transmissionsstroms nach der Energie berechnet. Auf diese Weise konnten auch die experimentellen Ergebnisse von Burrow und Michejda (1975) bei der Ermittlung der Resonanzparameter berücksichtigt werden, was wegen des starken Einflusses der Phasen χ_m auf die Transmissionskurven besonders nützlich war. In die gesamte Auswertungsprozedur wurde auch die Polarisationsmessung von Düweke (1975) einbezogen.

Die Anpassung gestaltete sich deswegen schwierig, weil im hier vorliegenden Fall keine isolierten Resonanzen zu behandeln waren. Das bedeutet, daß aus den Meßkurven keine Profilparameter (siehe Gleichung (10)) für die einzelnen Resonanzen zu entnehmen waren. Es wurde daher versucht, durch systematische Variation der Resonanzparameter die einzelnen Strukturen in relativem Maximum-Minimum-Ordinatenabstand und Profilbreite möglichst gut wiederzugeben. In diese Anpassungsprozedur wurden die Meßkurven dieser Arbeit und die beiden anderen eben erwähnten Messungen eingeschlossen. Auf eine Anpassung in einem χ^2 -Fit wurde verzichtet, da wegen der eingangs dieses

Kapitels diskutierten Unzulänglichkeiten des Modells und der Unkenntnis des energieabhängigen Maßstabsfaktors der Messkurven der hohe Aufwand eines solchen Suchprogramms nicht zu rechtfertigen wäre. Dennoch sollte festgehalten werden, daß die Ermittlung der Resonanzparameter in der oben beschriebenen Weise durch eine Vielzahl unabhängiger Messungen gestützt ist.

Für die Struktur 1 kommt auf Grund der Rechnungen eindeutig nur die $^2S_{1/2}$ -Partialwelle in Frage. Da diese Resonanz im rein elastischen Bereich liegt und da somit das elastische Verzweigungsverhältnis gleich Eins ist und die Phase χ_1 durch die entsprechende Potentialphase gegeben ist, beschränkte sich die Parametersuche auf die Ermittlung der natürlichen Linienbreite.

Für die Struktur 2 war zunächst zu klären, ob es sich um einen Schwelleneffekt der 3P_0 -Anregung handelt oder um eine Resonanz. Eine Schwellenanomalie sollte nach den im Anhang A wiedergegebenen Überlegungen ein ausgeprägtes p-Wellen-Verhalten zeigen, d.h. im Bereich um $\Theta = 90^\circ$ wäre die diskontinuierliche Änderung des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit der Energie danach nur schwach zu beobachten. Die Messungen zeigen jedoch, daß sich dort die Struktur 2 durchaus stark bemerkbar macht. Andererseits verschwindet sie zwischen $\Theta = 50^\circ$ und

$\Theta = 60^\circ$ nahezu völlig, d.h. in einem Winkelbereich, in dem der differentielle Wirkungsquerschnitt vorrangig durch $|f(\Theta)|^2$ gegeben ist. Dies deutet eher auf eine d-Wellen-Resonanz hin, da das zugehörige Legendre-Polynom P_2 für $\Theta = 54,74^\circ$ eine Nullstelle besitzt. In den Rechnungen wurde daher die Struktur 2 als d-Resonanz angenommen. Die zweite Nullstelle von $P_2(\cos \Theta)$ liegt bei $\Theta = 125,26^\circ$, in der Umgebung dieses Streuwinkels macht sich eine d-Resonanz also vornehmlich in der spin-flip-Amplitude g bemerkbar. Da $^3d_{3/2}$ - oder $^2d_{5/2}$ -Resonanzterme der nichtresonanten g-Amplitude mit verschiedenen Vorzeichen überlagert werden, kann die gemessene Profilform in diesem

Winkelbereich die Entscheidung zwischen diesen beiden resonanten Partialwellen ermöglichen. Für die Stuktur 2 sind die Hinweise auf eine $^2d_{3/2}$ -Wellen-Resonanz als zwingend anzusehen

Die gleichen Überlegungen (Verschwinden der Strukturen zwischen $\Theta = 50^\circ$ und $\Theta = 60^\circ$ sowie Profilform in der Umgebung von $\Theta = 125^\circ$) führten für die Ststrukturen 3 und 4 zu der Annahme, daß es sich bei beiden um $^2d_{5/2}$ -Wellen-Resonanzen handelt.

Die Resonanzen 2 bis 4 liegen schon im Bereich unelastische Streuung. Aus diesem Grund mußten nach Ermittlung der resonanten Partialwellen noch die übrigen freien Resonanzparameter $\Gamma_{tot\,m}$, $\left(\frac{n_{el}}{\Gamma_{tot}}\right)_m$ und χ_m durch Anpassung für den gesamten Winkelbereich bestimmt werden. Um für die Phasen χ_2 bis χ_4 Anhaltspunkte zu gewinnen, wurden diese Größen zunächst im Transmissions-Programm über einen größeren Wertebereich variiert und die gerechneten Kurven mit der Messung von Burrow und Michejda verglichen. Die Phasenwerte, die den relativen Verlauf der einzelnen Profile am besten wiedergeben konnten, wurden dann im weiteren zugrundegelegt. Auch für die natürlichen Linienbreiten konnten die Transmissionsrechnungen die wesentlichen Hinweise geben, während die elastischen Verzweigungsverhältnisse empfindlicher aus den Rechnungen für die differentiellen Wirkungsquerschnitte zu bestimmen waren.

Um sicherzustellen, daß die hier gegebene Klassifizierung der resonanten Partialwellen unabhängig ist von der Qualität der nichtresonanten Streudaten, wurden die Rechnungen mit den zuvor gefundenen Resonanzparametern, aber einem anderen nicht-resonanten Streuphasensatz wiederholt. In einem Simultanfit hatte Rutt (1975) experimentelle Elektron-Quecksilber-Streudaten für den Energiebereich 0 - 4 eV analysiert und die Energieabhängigkeit der Streuphasen angegeben. Eine Kontrollrechnung mit den extrapolierten Daten aus Hutts Arbeit brachte zwar für die Resonanzkurven eine weniger gute Anpassung, bestätigte aber die Wahl der resonanten Partialwellen, da auch

hier die gemessenen Linienprofile im Bereich um $\Theta = 125^\circ$ nur mit den genannten Resonanztypen annähernd wiederzugeben waren. Diese letzte Feststellung bezieht sich sowohl auf die Wirkungsquerschnittskurven als auch auf die Spinpolarisationsmessung unter $\Theta = 117^\circ$, die besonders empfindlich den Schluß auf eine $^2d_{5/2}$ -Resonanz bei 4,94 eV (Struktur 3) belegt.

c) Ergebnisse:

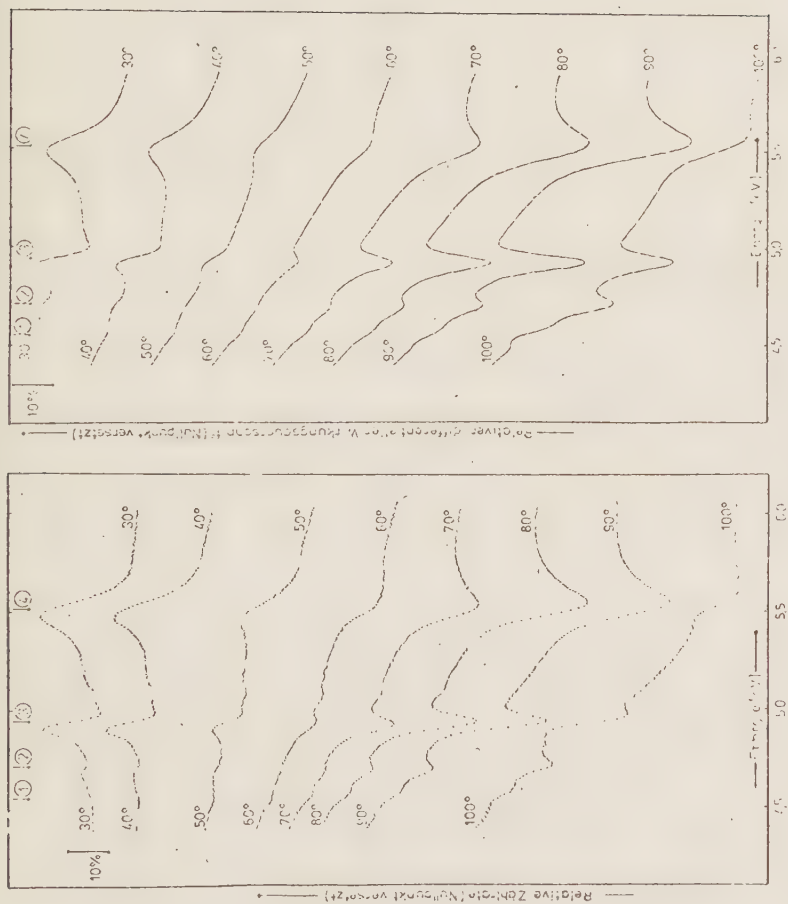
Die beste Anpassung für die einzelnen Strukturen im Hinblick auf die resonanten Effekthöhen und Profilbreiten konnte mit dem folgenden Datensatz erzielt werden:

Tabelle VI

Resonanz Nr.	Energie [eV]	resonante Partialwelle	Γ_{tot} [meV]	$\frac{\Gamma_{\text{el}}}{\Gamma_{\text{tot}}}$	χ [rad]
1	4,55	$^2s_{1/2}$	0,5	1,0	1,339 (= $\delta_0^{1/2}$)
2	4,71	$^2d_{3/2}$	40,0	0,06	0,4
3	4,94	$^2d_{5/2}$	50,0	0,2	0,37
4	5,51	$^2d_{5/2}$	200,0	0,2	-0,1

In den folgenden Figuren 16 bis 19 sind die gerechneten Kurven den Meßergebnissen dieser Arbeit, der Transmissionskurve von Burrow und Michejda und der Spinpolarisationsmessung von Düweke gegenübergestellt.

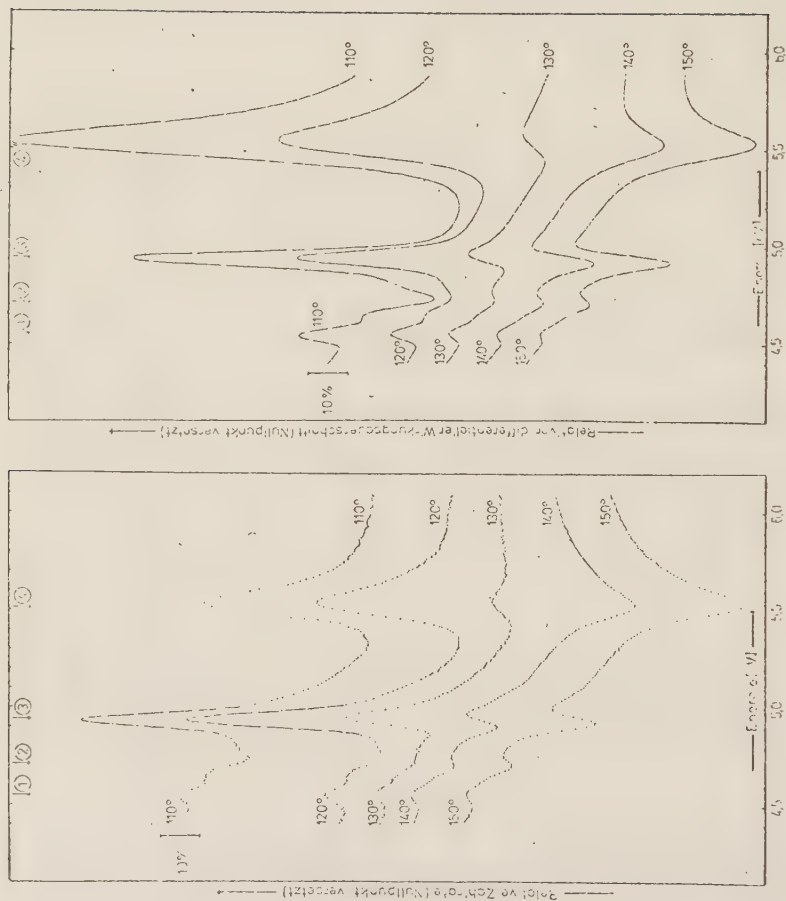
Bis auf die Streuwinkel $\Theta = 100^\circ$ und 110° darf die Übereinstimmung zwischen gerechneten und gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitten (Figuren 16 und 17) als befriedigend angesehen werden. Im Bereich um die beiden angegebenen Winkel liegt das Minimum der Winkelverteilung, daher ist erklärlich, warum Fehler in den Näherungen sich dort besonders drastisch bemerkbar machen sollten.



b.) Rechnung

a.) Messung

Figur 16



b.) Rechnung

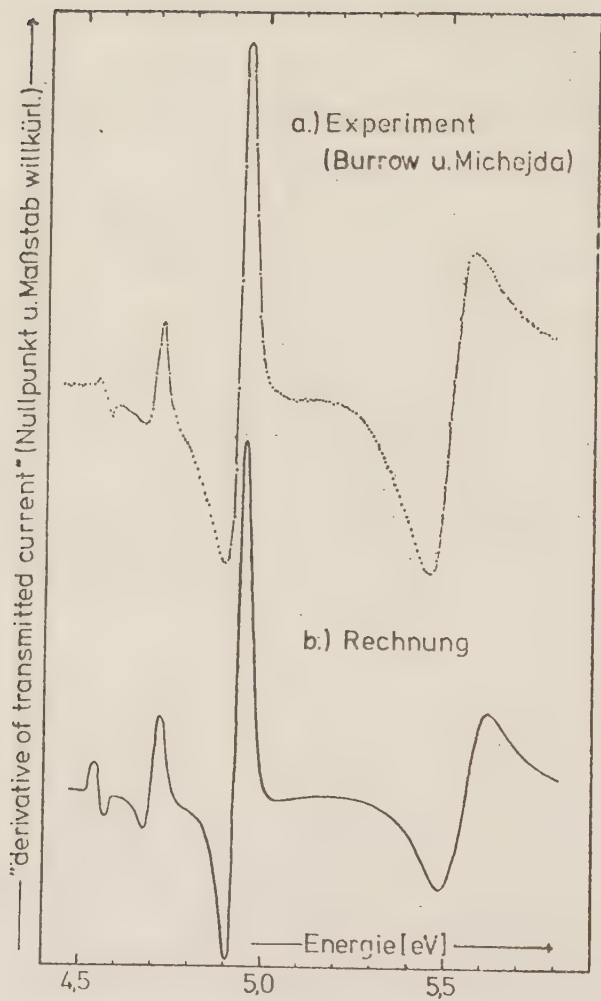
a.) Messung

Figur 17

Am besten können durch die Modellrechnung die beiden niederenergetischen Resonanzen 1 und 2 bei 4,55 eV und 4,71 eV wiedergegeben werden. Die Resonanz 1 hebt sich in den Messungen wegen ihrer geringen natürlichen Halbwertsbreite ($\Gamma_1 = 0,5 \text{ meV}$) erst für Streuwinkel $\Theta \geq 90^\circ$ deutlich aus dem nichtresonanten Streuuntergrund heraus. Oberhalb dieses Winkels kann die Rechnung die relative resonante Effekthöhe mit einem mittleren Fehler von weniger als 35 % wiedergeben, ohne Berücksichtigung von $\Theta = 110^\circ$ ist der Fehler etwa 16 %. Die Anpassung der Struktur 2 ist mit einem mittleren relativen Fehler von etwa 9 % (für Streuwinkel $\Theta \geq 80^\circ$) noch besser gelungen.

Für die Resonanzen 3 und 4 bei 4,94 eV und 5,51 eV liefert eine Fehlerabschätzung für die resonanten Effekthöhen zwar ebenfalls Werte unter 20 %, jedoch zeigt sich vor allem für die Resonanz 3 eine weniger gute Wiedergabe ihrer hochenergetischen Flanke. Denkbare Ursachen hierfür sind in der Nichtberücksichtigung der nichtresonanten unelastischen Streuung oberhalb der $^3\text{P}_1$ -Schwelle bei 4,89 eV, im möglichen Einfluß von energieabhängigen Profilparametern oder auch im Auftreten der bisher noch nicht klassifizierten Struktur zwischen 5,1 und 5,2 eV zu sehen.

Auch die Anpassung der gerechneten Transmissionskurve an die Messung von Burrow und Michejda (1975) ist zufriedenstellend gelungen, zumal ein solcher Vergleich eigentlich die Kenntnis einiger wesentlicher Details erfordert, über die in der Veröffentlichung keine Angaben gemacht sind: Energieabhängigkeit des Ordinatenmaßstabs der Meßkurve, Energieprofil und genaue Halbwertsbreite des Elektronenstrahls sowie Einzelheiten zum Differenzierungsverfahren. Den Rechnungen wurde eine Dreiecksform für die Energieverteilung zugrunde gelegt. Die beiden in Figur 18 gezeigten Kurven sind in der Resonanz 3 bei 4,94 eV auf gleiche Effekthöhe normiert.

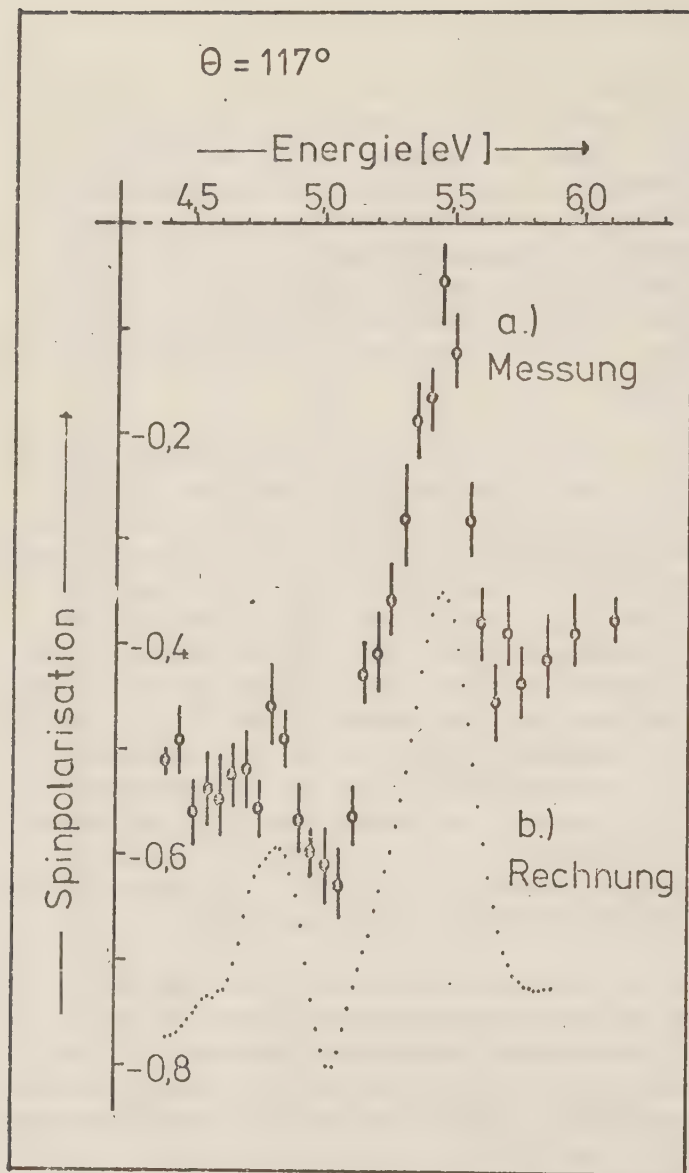


Figur 18

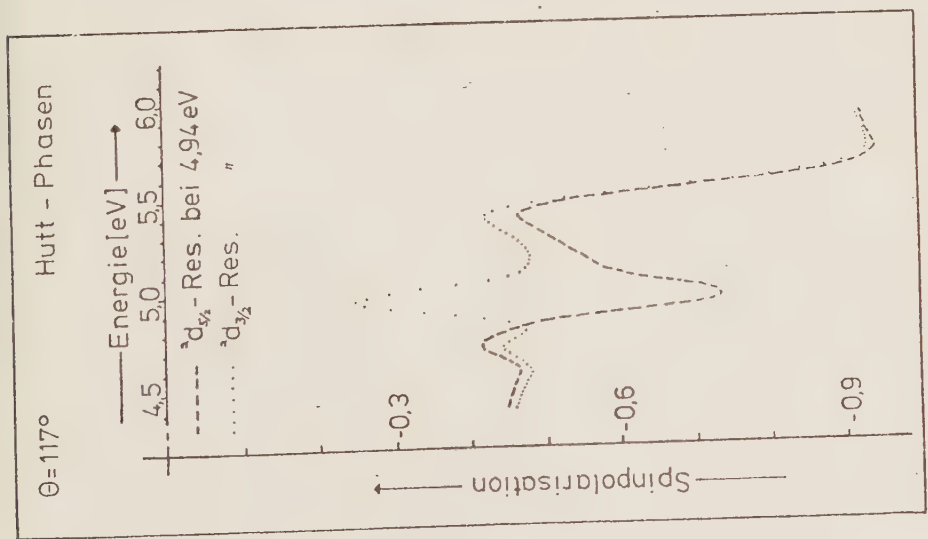
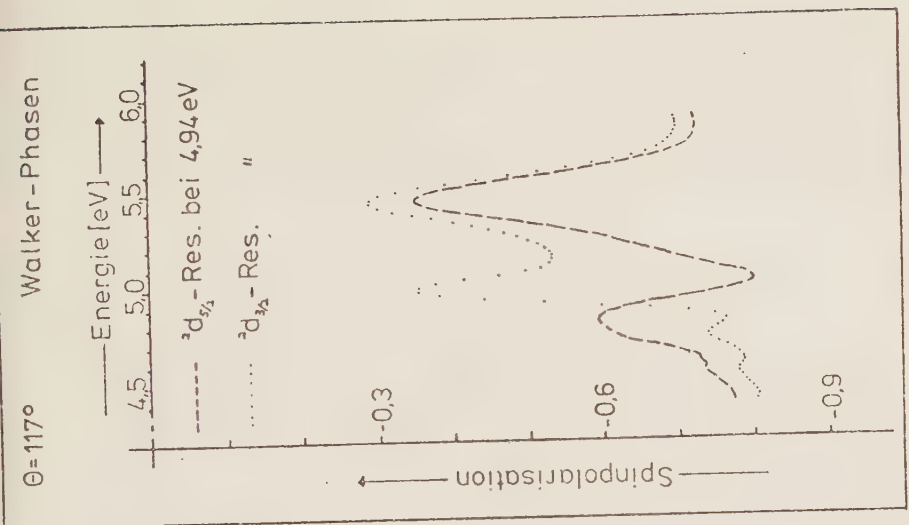
Die berechneten Spinpolarisationswerte für $\Theta = 117^\circ$ liegen gegenüber Düwekes Messung insgesamt zu weit im negativen Bereich, jedoch können der relative Verlauf und auch die resonante Effekthöhe der Meßkurve recht gut wiedergegeben werden. Auch weit unterhalb des Resonanzbereichs liefern Walkers Streuphasensätze höhere absolute Polarisationswerte als das Experiment (Düweke und Mitarbeiter 1976). Es ist daher nicht auszuschließen, daß der nichtresonante Streuuntergrund vorrangig für die in Figur 19 zu sehenden Abweichungen verantwortlich gemacht werden muß.

In Figur 20 ist an Hand der Spinpolarisationskurve gezeigt, daß die Resonanzklassifizierung durch diese Arbeit nicht abhängig ist von einer speziellen Näherung für den nichtresonanten Streuuntergrund. In der Abbildung ist P (117°) wiedergegeben mit Walkers (1975 b) und Hutts (1975) Phasen, und zwar jeweils für eine $^2d_{3/2}$ - und eine $^2d_{5/2}$ -Resonanz bei 4,94 eV. Die Gegenüberstellung zeigt, daß der grundsätzliche Verlauf der Meßkurve in beiden Näherungen nur mit einer $^2d_{5/2}$ -Resonanz zu erklären ist. Zwar wurden für die $^2d_{3/2}$ -Resonanz in diesen Rechnungen willkürlich die Resonanzparameter für die $^2d_{5/2}$ -Resonanz aus der oben in diesem Abschnitt stehenden Tabelle eingesetzt, aus einer Vielzahl von Rechnungen dieser Art kann jedoch geschlossen werden, daß die gegebene Klassifizierung der Struktur 3 als $^2d_{5/2}$ -Resonanz als die mit großer Wahrscheinlichkeit richtige anzusehen ist.

Aus den schon dargelegten Gründen sind die angegebenen Werte für die übrigen Resonanzparameter als Hinweis auf die tatsächliche Größenordnung aufzufassen. Resonanz 1 hat mit $\Gamma_1 = 0,5$ meV die für eine Feshbach-Resonanz typische extrem kleine Halbwertsbreite, während die anderen Resonanzen mit sehr viel größeren Breiten auftreten, die durch die möglichen inelastischen Zerfallskanäle bedingt sind. Auffällig ist das sehr kleine elastische Verzweigungsverhältnis von 6 % für die $^2d_{3/2}$ -Resonanz bei 4,71 eV, d.h. der Zerfall dieser Resonanz in ein



Figur 19



Figur 20

Hg- 3P_0 -Atom und ein unelastisch gestreutes Elektron sollte mit einer Wahrscheinlichkeit von 94 % stattfinden. Für den Anregungsquerschnitt $Q(^3P_0 \leftarrow ^1S_0)$ läßt dies dicht oberhalb der Schwelle einen Wert von etwa $4,8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ erwarten.

d) Diskussion

Da im hier beschriebenen Experiment grundsätzlich nur die resonanten Partialwellen und aus ihnen Gesamtdrehimpuls und Parität der beobachteten Strukturen ermittelt werden konnten, müssen für die Angabe der Compound-Zustände als Russell-Saunders-Terme noch andere Argumente herangezogen werden, nämlich trotz der schon erwähnten Vorbehalte die Spektren der isoelektronischen Systeme. Addiert man zu den extrapolierten Energiedifferenzen von Tabelle III (Seite 15) die geschätzte Resonanzenergie des $(6s^2 6p)^2 P_{1/2}$ -Zustands von etwa 0,5 eV, dann findet man nur für $(6s 6p^2)^4 P_{1/2}$ (4,53 eV bzw. 4,49 eV) und $(6s 6p^2)^4 P_{3/2}$ (4,66 eV bzw. 4,74 eV) Energiewerte, die eine Zuordnung der Resonanzen 1 und 2 zu diesen beiden Zuständen vertretbar erscheinen lassen. Für die Resonanzen 3 und 4 kommen jeweils beide Zustände mit $J = 5/2$, nämlich $^4 P_{5/2}$ und $^2 D_{5/2}$, in Frage. Die isoelektronische Extrapolation der zugehörigen Energiewerte kann wegen der Überlegungen in Kapitel 3 a keine zuverlässige Festlegung der Compound-Zustands-Terme ermöglichen. Einzig die Regel, daß fast immer von Zuständen gleicher Elektronenkonfiguration und gleichen Gesamtdrehimpulses diejenigen mit der höheren Multiplizität niedrigere Energiewerte haben, legt nahe, die Struktur 3 als $^4 P_{5/2}$ -Term und die Struktur 4 als $^2 D_{5/2}$ -Term anzusehen. Die schwache Struktur bei 5,1 bis 5,2 eV konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht klassifiziert werden. Man kann nicht ausschließen, daß es sich hierbei um den $^2 D_{3/2}$ -Zustand handelt. Dieses Problem muß jedoch durch zusätzliche Messungen, eventuell in unelastischen Streuexperimenten, untersucht werden, ehe eine weitergehende Diskussion möglich ist.

Die hier gegebene Festlegung der resonanten Partialwellen und Compound-Zustände widerspricht in einigen Punkten den Interpretationen anderer Autoren. Die Resonanz 1 bei 4,55 eV wird allgemein mit einem ${}^4P_{1/2}$ -Zustand erklärt in Übereinstimmung mit dieser Arbeit. Die gemessene Winkelabhängigkeit der Struktur 2 legt zwingend eine ${}^2d_{3/2}$ -Wellen-Resonanz bei 4,71 eV nahe, was mit der Annahme einer Schwellenanomalie für diese Struktur durch Burrow und Michejda (1975) nicht vereinbar ist. Heddles (1975) Klassifikation als ${}^4P_{3/2}$ -Zustand muß zwar als zutreffend angesehen werden, der von ihm vorgeschlagene Bildungsmechanismus über einen $(6s^2 6p) - {}^2P_{3/2}$ -Zwischenzustand scheint wegen des erforderlichen Paritätswechsels allerdings zur Erklärung nicht geeignet.

Die Angabe des Gesamtdrehimpulses $J = 3/2$ für die Resonanz 3 bei 4,94 eV durch Ottley und Kleinpopp (1975) ist aus Paritätsgründen (siehe Anhang B) nicht gerechtfertigt, während in dieser Arbeit auf Grund der gemessenen differentiellen Streuquerschnitte und der Spinpolarisationsmessung auf eine ${}^2d_{5/2}$ -Resonanz geschlossen werden muß. Für die Resonanz 4 bei 5,51 eV wurde hier der Gesamtdrehimpuls $J = 5/2$ gefunden, was mit allen anderen bisher gegebenen Interpretationen verträglich ist.

Nach Kenntnis des Verfassers dieser Arbeit sind Resonanzstreudaten in der Atomphysik bislang nur im Bereich rein elastischer Streuung analysiert worden. Die hier vorgenommenen Modellrechnungen sind als ein erster Versuch aufzufassen, Mehrkanal-Resonanzen quantitativ zu behandeln. Entsprechende Ergebnisse anderer Autoren liegen nicht vor.

9.) Ausblick auf weitere Arbeiten zur Elektron-Quecksilber-Resonanzstreuung

Die in dieser Arbeit gegebene Klassifizierung der Elektron-Quecksilber-Resonanzen sollte mit unabhängigen Experimenten noch bestätigt werden können. In Frage kommen dafür Messungen der Spinpolarisation unter verschiedenen Streuwinkeln, die in der Mainzer Gruppe derzeit vorbereitet werden. Wie die Diskussion für $\Theta = 117^\circ$ gezeigt hat, unterscheiden sich gerade in den Polarisationskurven die verschiedenen möglichen Resonanztypen besonders stark. Eine weitere Möglichkeit, die resonanten Partialwellen noch sicherer festzulegen, wird im Anhang B diskutiert. Trotz der sicherlich beträchtlichen experimentellen Schwierigkeiten sollte eine Messung differentieller unelastischer Wirkungsquerschnitte nach Anregung des 3P_0 -Niveaus (Energieverlust der Elektronen 4,67 eV) eindeutige Hinweise auf die einlaufenden resonanten Partialwellen geben. Schließlich wäre eine Messung des totalen 3P_0 -Anregungsquerschnitts interessant, da die elastischen Streudaten aus dieser Arbeit einen sehr kräftigen Schwelleneinsatz erwarten lassen.

Von der Untersuchung differentieller und totaler Anregungsquerschnitte sind auch weitere Informationen über die schwache Struktur bei 5,1 bis 5,2 eV zu erwarten, die bisher noch nicht klassifiziert werden konnte.

10.) Zusammenfassung

Mit einer apparativen Halbwertsbreite von 60 meV wurde die Energieabhängigkeit elastischer Streuströme im Bereich der Quecksilber-Resonanzen zwischen 4 eV und 6 eV gemessen. Die vier im Experiment aufgelösten Strukturen wurden durch Modellrechnungen erklärt. Hierzu wurden nichtresonanten Streuamplituden Resonanzterme überlagert, deren Parameter so gewählt wurden, daß die gemessenen Resonanzkurven durch die berechneten Wirkungsquerschnitte befriedigend wiedergegeben werden konnten. In die Auswertung wurden experimentelle Transmissions- und Spinpolarisationsdaten einbezogen.

Auf diese Weise wurden für die vier Resonanzen die folgenden Partialwellen, Energien, Halbwertsbreiten und elastischen Verzweigungsverhältnisse gefunden:

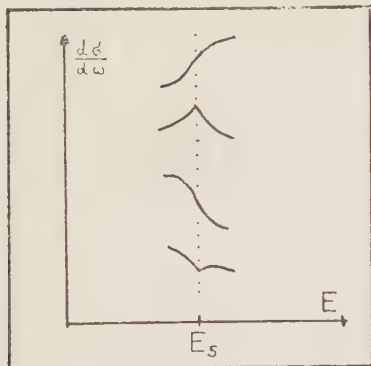
Resonanz Nr.	Energie [eV]	Partial- welle	Halbwerts- breite [meV]	elastisches Verzwei- gungsverhältnis
1	4,55	$^2s_{1/2}$	0,5	1
2	4,71	$^2d_{3/2}$	40,0	0,06
3	4,94	$^2d_{5/2}$	50,0	0,2
4	5,51	$^2d_{5/2}$	200,0	0,2

Widersprechende Klassifikationen der resonanten Partialwellen durch andere Autoren konnten durch die Winkelabhängigkeit der Resonanzstrukturen ausgeschlossen werden. Die in der Tabelle angegebenen Energiewerte verstehen sich mit einem Fehler von ± 50 meV und wurden relativ zur 3P_1 -Anregungsschwelle 4,39 eV ermittelt.

11.) Literaturverzeichnis:

- Baranger und Gerjuoy 1958, Proc.Phys.Soc.,72, 326
Baz 1957, Sov.Phys. JETP,6, 709
Bitsch 1972, Diplomarbeit Kaiserslautern
Blatt und Biedenharn 1952, Revs.Mod.Phys.,24, 258
Burrow und Michejda 1975, Electron and Photon Interaction
with Atoms (Kleinpoppen, McDowell eds.)
Cohen-Tannoudji 1968, Cargèse Lectures in Physics II (Lévy ed.)
Comer und Read 1973, J.Electr.Spectr.Rel.Phen.,2, 87
Cvejanovic, Comer und Read 1974, J.Phys.B: Atom.Molec.Phys.,7, 469
Dabkiewicz 1974, Diplomarbeit Mainz
Dalitz und Moorhouse 1970, Proc.Roy.Soc.Lond.A,318, 279
Düweke 1975, Doktorarbeit Mainz
Düweke, Kirchner, Reichert und Staudt 1973, J.Phys.B :
Atom.Molec.Phys.,6, L208
Düweke, Kirchner, Reichert und Schön 1976, J.Phys.B :
Atom.Molec.Phys., im Druck
Eyb 1974 , Doktorarbeit Kaiserslautern
Fano und Cooper 1965, Phys.Rev.,138, A400
Finger 1974, Diplomarbeit Mainz
Heddle 1975, J.Phys.B : Atom.Molec.Phys.,8, L33
Herzenberg und Ton-That 1975, J.Phys.B : Atom.Molec.Phys.,8, 468
Hutt 1975, J.Phys.B: Atom.Molec.Phys.,8, L88
Kirchner 1975, Diplomarbeit Mainz
Kuyatt, Simpson und Mielczarek 1965, Phys.Rev.,138, A385
Ottley und Kleinpoppen 1975, J.Phys.B: Atom.Molec.Phys.,8, 621
Patterson, Hotop, Kasdan, Norcross und Lineberger 1974,
Phys.Rev.Lett.,32, 189
Reichert 1965, Habilitationsschrift Mainz
Reichert 1975, private Mitteilung
Rockwood 1973, Phys.Rev.,A8, 2348
Schulz 1973, Revs.Mod.Phys.,45, 378
Taylor 1970, Adv.Chem.Phys.,18, 91
Walker 1975a, J.Phys.B: Atom.Molec.Phys.,8, L161
Walker 1975b, private Mitteilung
Wigner 1948, Phys.Rev.,73, 1002
Zapesochnyi und Shpenik 1966, Sov.Phys. JETP,23, 592

Anhang A) Schwellenanomalien differentieller elastischer Wirkungsquerschnitte, speziell an der Schwelle der $\text{Hg-}^3\text{P}_0$ -Anregung bei 4,67 eV



Figur 1 A

Im energieabhängigen Verlauf von Wirkungsquerschnitten können an den Anregungsschwellen für unelastische Stoßprozesse Strukturen beobachtet werden, die nicht von Resonanzen, sondern vom diskontinuierlichen Einsetzen der neuen Reaktion herühren (Figur 1 A). Über solche Phänomene in der Elektron-Atom-Streuung berichteten Cvejanovic und Mitarbeiter (1974) und Eyb (1974). Da Burrow und Michejda (1975) die in ihrem Experiment be-

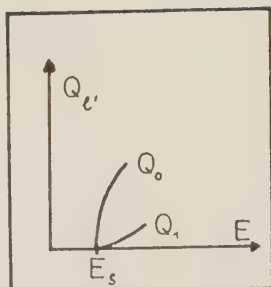
obachtete Struktur 2-2' als eine solche Schwellenanomalie beim Aufgehen des $^3\text{P}_0$ -Kanals ansehen, soll hier im Anhang diskutiert werden, mit welchem Winkelverhalten ein solches Phänomen in den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitten auftreten würde.

Wigner (1948) untersuchte die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für Reaktionen $A + B \rightarrow C + D$ dicht oberhalb der Reaktionsschwelle E_s . Falls das Wechselwirkungspotential zwischen den Reaktionsprodukten C und D für große Abstände schneller gegen Null geht als das Coulomb-Potential, dann ist für auslaufende Teilchen mit Bahndrehimpuls l' der partielle unelastische Querschnitt $Q_{l'}$ gegeben durch

$$Q_{l'} \sim (E - E_s)^{\frac{2l'+1}{2}}, \quad E \approx E_s \quad (1A)$$

Interessant ist für die Betrachtung von Schwellenanomalien der Fall $l' = 0$, weil der partielle Querschnitt Q_0 mit einer unendlichen Ableitung nach der Energie einsetzt (Figur 2 A). Da für

Drehimpulse $l' > 0$ die Wirkungsquerschnitte mit der Steigung Null an der Schwelle beginnen, ist von ihnen kein so ausgeprägter Einfluß auf die elastische Streuung zu erwarten. Besonders von Schwelleneffekten betroffen sind somit solche einlaufenden bzw. elastisch gestreuten Partialwellen, die nach unelastischer Streuung mit $l'=0$ auslaufen können. Im Fall der $\text{Hg-}^3\text{P}_0$ - Anregung kommt hierfür wegen Gesamtdrehimpuls- und Gesamtparitätserhaltung nur die einfallende $^2\text{p}_{1/2}$ -Partialwelle in Frage.



Figur 2A

Für das betroffene elastische S-Matrixelement $S_{11}^{1/2}$ läßt sich aus der Energieabhängigkeit des partiellen Anregungsquerschnitts und mit den in Kapitel 2 b angegebenen Beziehungen folgendes Verhalten dicht oberhalb der Schwelle herleiten (Baz 1957):

$$S_{11}^{1/2} = e^{2i\delta_1^{1/2}} (1 - a\sqrt{E-E_s}). \quad (2A)$$

$(a > 0, \quad E > E_s)$

Hierin ist

$$S_{11}^{1/2} = e^{2i\delta_1^{1/2}} \quad (3A)$$

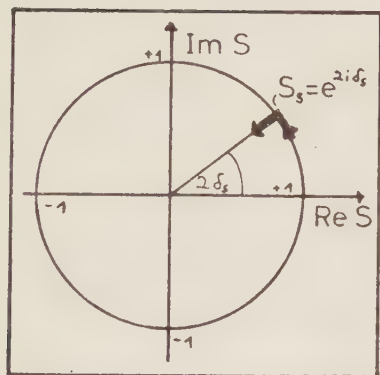
der Wert des elastischen S-Matrixelements an der Schwelle.

Alle S-Matrixelemente sind analytische Funktionen der Wellenzahl und der Energie. Wenn also die Stoßenergie kleiner als die Schwellenenergie ist, so muß die in Gleichung 2A angegebene Energieabhängigkeit auch noch in einem endlichen Bereich mit rein imaginärer Wurzel gelten.

Man findet dann dicht unterhalb der Schwelle

$$S_1^{1/2} = e^{2i\delta_1^{1/2}s} (1 - ia \sqrt{E_s - E}) \quad (4A)$$

für $E < E_s$.



Figur 3 A

Figur 3A illustriert die Beziehungen 2A und 4A. Unterhalb der Schwelle E_s liegt $S_1^{1/2}$ auf dem Einheitskreis und nähert sich bei Annäherung an E_s im Gegen-Uhrzeigersinn an $e^{2i\delta_1^{1/2}s} = S_1^{1/2}$ an. Oberhalb der Schwelle bleibt dann zunächst die Phase des S-Matrixelements konstant, während sich der Betrag von $S_1^{1/2}$ vermindert.

Dieses ausgeprägte Schwellenverhalten findet sich auch in den elastischen Streuamplituden wieder:

$$f_<(\theta) = f_s(\theta) - B e^{2i\delta_1^{1/2}s} \sqrt{E_s - E} \cos \theta \quad (5A)$$

$$g_<(\theta) = g_s(\theta) + i B e^{2i\delta_1^{1/2}s} \sqrt{E_s - E} \sin \theta \quad (6A)$$

für $E < E_s$

und

$$f_>(\theta) = f_s(\theta) + i B e^{2i\delta_1^{1/2}s} \sqrt{E - E_s} \cos \theta \quad (7A)$$

$$g_>(\theta) = g_s(\theta) + B e^{2i\delta_1^{1/2}s} \sqrt{E - E_s} \sin \theta \quad (8A)$$

für $E > E_s$.

In diesen Gleichungen ist B eine positive reelle Größe, und "s" meint den Wert der verschiedenen Größen für $E = E_s$. Aus diesen

Beziehungen läßt sich mit Kenntnis der Schwellen-Streuamplituden und -phasen das Schwellenverhalten der differentiellen Wirkungsquerschnitte und Spinpolarisationen ausrechnen. Allerdings sind auch Informationen über B, d.h. über den Einsatz des unelastischen Wirkungsquerschnitts an der Schwelle nötig.

Die Wirkungsquerschnitte haben dann Energieabhängigkeiten wie in der Figur 1A skizziert. Wegen der Spitzen im Kurvenverlauf werden Schwellenanomalien häufig auch als "Cusps" bezeichnet. Zum Vergleich mit experimentell gemessenen Profilen muß wie im Fall der Resonanzstreuung noch eine Faltung mit der Energieverteilung des Elektronenstrahls vorgenommen werden, so daß auch hier unter Umständen erhebliche Abweichungen vom natürlichen Profil beobachtet werden sollten. In jedem Fall ist aber für einen Cusp an der 3P_0 -Schwelle ein ausgeprägtes p-Wellen-Verhalten zu erwarten, das sich durch seine Winkelabhängigkeit deutlich von s- oder d-Wellen-Resonanzen unterscheiden sollte.

Anhang B) Einige Aspekte der unelastischen Elektron-Quecksilber-Resonanzstreuung

Eine theoretische Arbeit von Baranger und Gerjuoy (1958) befaßt sich mit der Analyse von Resonanzphänomenen dicht oberhalb von Anregungsschwellen für Atomzustände, die durch Dipolstrahlung mit niedriger liegenden Termen kombinieren können. Grundlage der Betrachtungen ist die Annahme, daß unelastische Stöße in Schwellennähe für die das Targetpotential verlassenden Elektronen nur die Bahndrehimpulsquantenzahl $l' = 0$ zulassen. Diese Forderung steht im Einklang mit den von Wigner (1948) durchgeführten Untersuchungen, die für diesen Energiebereich eine starke Dominanz der auslaufenden s-Welle anzeigen. Danach sollten auch schwellennahe Resonanzen durch ein gestreutes s-Elektron charakterisiert werden können, was die Partialwellenentwicklung im unelastischen Kanal (Blatt und Biedenharn 1952) auf eben diesen Anteil beschränkt. Die Betrachtungen von Baranger und Gerjuoy gelten für eine rein resonante Anregung. Rechnet man sich unter diesen Voraussetzungen aus, mit welchem Anteil die Zeeman-Niveaus des angeregten Atoms durch resonanten Elektronenstoß bevölkert werden, so läßt sich daraus die Polarisation P der unter 90° zum Elektronenstrahl ausgesandten Photonen ermitteln. Für den Fall eines angeregten Atomzustands mit Gesamtdrehimpuls $j = 1$, der mit einem niedriger liegenden Zustand (auch Grundzustand) mit $j = 0$ kombiniert, finden Baranger und Gerjuoy im Bereich einer Schwellenresonanz

$$P(90^\circ) = 0 \quad \text{für } J = \frac{1}{2}$$

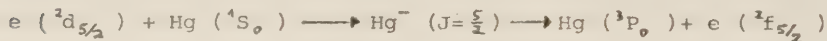
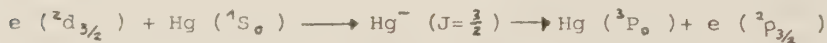
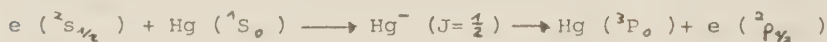
$$\text{und } P(90^\circ) = 0,6 \quad \text{für } J = \frac{3}{2}, \text{ falls } J \text{ der Gesamt-}$$

drehimpuls des Compound-Zustands ist.

Bevor diese Vorhersagen für die Klassifizierung von Resonanzen mit Hilfe von Photonenpolarisationsmessungen an der Schwelle ausgenutzt werden können, muß sichergestellt sein,

daß wegen Paritäts- und Gesamtdrehimpulserhaltung das auslaufende Resonanzelektron überhaupt den Bahndrehimpuls $l' = 0$ haben darf. Die in dieser Arbeit diskutierten $\text{Hg}^- (6s6p^2)$ -Resonanz-Zustände hätten positive Parität, der Zerfall in ein angeregtes $\text{Hg} (6s6p) {}^3P_1$ -Atom und ein s-Elektron wäre demnach nicht erlaubt. Für die Interpretation von Polarisationsmessungen mit 4,89 eV-Photonen (Ottley und Kleinpoppen 1975) ist also die Arbeit von Baranger und Gerjuoy nicht geeignet, wenn den beobachteten Resonanzen die Einzelelektronen-Konfiguration $(6s6p^2)$ zugeschrieben wird (Reichert 1975).

Unelastische Stöße zwischen Elektronen und Quecksilberatomen mit einem Energieverlust von 4,67 eV (Anregung des 3P_0 -Niveaus) könnten für die Klassifizierung der resonanten Partialwellen wertvolle Hinweise geben, wenn es gelänge, differentielle unelastische Wirkungsquerschnitte im Resonanzbereich zu messen. Die gestreuten Elektronen erleiden dabei gegenüber den primären Elektronen bei ungeändertem Gesamtdrehimpuls einen Paritätswechsel. Da für $(6s6p^2)$ -Compound-Zustände nur anfliegende Elektronen mit $l_r = 0$ oder $l_r = 2$ in Frage kommen, lassen sich folgende Reaktionen angeben:



Im Streuexperiment ist es durch Untersuchung des resonanten Winkelverhaltens meist relativ einfach, verschiedene Resonanzstrukturen nach dem Bahndrehimpuls der gestreuten Elektronen zu unterscheiden, wohingegen die Bestimmung des Gesamtdrehimpulses größere Schwierigkeiten bereitet. Zusammen mit elastischen Streudaten könnte das erwähnte Anregungsexperiment letzte Unklarheiten in der Festlegung der resonanten Partialwellen beseitigen.

Herr Prof. Dr. E. Reichert ermöglichte mir die Durchführung dieser Arbeit und förderte ihre Entwicklung in zahlreichen Diskussionen, wofür ich ihm meinen Dank aussprechen möchte. Jens Höfft, Michael Düweke und Norbert Kirchner haben mir überaus wertvolle Hilfen gegeben, ihnen gilt daher ebenfalls mein Dank, in den ich alle anderen Institutsmitglieder einschlieÙe, die sich kritisch mit dieser Arbeit auseinandergesetzt haben.

Besonders bedanken möchte ich mich aber bei meinen Eltern für ihre stete Hilfsbereitschaft und bei allen anderen, die mich in den letzten Jahren bei Laune gehalten haben.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft förderte diese Arbeit mit Sachmitteln.

Lebenslauf

Name : Stephan Schön
geboren : am 17.1.1944 in Dresden
Eltern : Annelies und Helmut Schön
Familienstand : geschieden
Bildungsweg : 1950 - 54 Volksschule in Berlin und
Wiesbaden
1954 - 63 Gymnasium in Saarbrücken und
Wiesbaden
März 1963 Reifeprüfung an der Gutenberg-
schule in Wiesbaden
ab SS 63 Physikstudium in Mainz
Nov. 1965 Vordiplom
Juli 1969 Diplom

Tätigkeiten : 1968 - 69 Hilfsassistent
1969 - 70 Wissenschaftlicher Mitarbeiter
der Deutschen Forschungsgemein-
schaft (unter Prof. Reichert)
1970 - 72 Verwalter einer Wissenschaft-
lichen Assistentenstelle
1973 - 76 Wissenschaftlicher Mitarbeiter
seit Feb. 76 Referendar im Vorbereitungs-
dienst für das Lehramt an Höheren Schu-
len.

